



# Composants d'optique guidée induits par faisceaux autofocalisés dans LiNbO<sub>3</sub>

Luai Al-Fares

## ► To cite this version:

Luai Al-Fares. Composants d'optique guidée induits par faisceaux autofocalisés dans LiNbO<sub>3</sub>. Optique [physics.optics]. Université de Franche-Comté, 2014. Français. NNT : 2014BESA2030 . tel-01244621

**HAL Id: tel-01244621**

**<https://theses.hal.science/tel-01244621>**

Submitted on 16 Dec 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



SPIM

Thèse de Doctorat



école doctorale sciences pour l'ingénieur et microtechniques  
UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

**Pour obtenir le**

**GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ**

**Spécialité Sciences pour l'Ingénieur**

# **Composants d'optique guidée induits par faisceaux autofocalisés dans $\text{LiNbO}_3$**

**Présentée par**

 **Luai AL FARES**

Thèse dirigée par Pr. Mathieu CHAUVET et Pr. Fabrice DEVAUX

Soutenue le 30 juin 2014

# Composants d'optique guidée induits par faisceaux autofocalisés dans $\text{LiNbO}_3$

Thèse dirigée par Pr. Mathieu CHAUVET et Pr. Fabrice DEVAUX

Présentée par  
**Luai AL FARES**

**Soutenue le 30 juin 2014 devant la commission d'examen :**

**Président**

Hervé MAILLOTTE,

Directeur de Recherche CNRS, FEMTO-ST, France

**Rapporteurs**

Loïc MAGER,

Chargé de Recherche CNRS, HDR, Strasbourg

Delphine WOLFERSBERGER,

Professeur Supélec Campus, Metz

**Examineurs**

Badr-Eddine BENKELFAT,

Professeur, Télécom SudParis

Mathieu CHAUVET,  
Fabrice DEVAUX,

Professeur, Université de Franche-Comté  
Professeur, Université de Franche-Comté

 SPIM

■ École doctorale SPIM 16 route de Gray F - 25030 Besançon cedex

■ tél. +33 [0]3 81 66 66 02 ■ [ed-spim@univ-fcomte.fr](mailto:ed-spim@univ-fcomte.fr) ■ [www.ed-spim.univ-fcomte.fr](http://www.ed-spim.univ-fcomte.fr)

  
**UFC**  
UNIVERSITÉ  
DE FRANCHE-COMTÉ







# Remerciements

Par où commencer ?

Les remerciements, c'est une étape délicate pour un doctorant ou plutôt pour un nouveau docteur. Il faut savoir qu'une thèse n'est jamais un travail individuel. C'est tout un ensemble de paramètres qui permettent à l'aboutissement d'un tel projet (je parle d'un projet mais aussi d'un tas de défis auxquels il faut faire face).

Je voudrais témoigner de ma gratitude envers les membres du jury qui ont bien voulu examiner ce mémoire.

Pour commencer, je tiens à remercier sincèrement Monsieur Hervé MAILLOTTE, qui m'a fait honneur de présider le jury de ma soutenance de thèse.

Je remercie également les professeurs Madame Delphine WOLFERSBERGER, Monsieur Loïc MAGER et Monsieur Badr-Eddine BENKELFAT, qui ont accepté de rapporter et d'examiner ce travail.

Je tiens à remercier très vivement mes encadrants. D'abord, je remercie infiniment Monsieur Mathieu CHAUVET, Professeur à l'université de Franche-Comté et directeur de thèse pour m'avoir accueilli au début en stage en 2010 et après en thèse. Ta disponibilité et tes conseils m'ont guidé tout au long de mes travaux de thèse. Je remercie également Monsieur Fabrice DEVAUX, Professeur à l'université de Franche-Comté et co-directeur de thèse, pour sa disponibilité et pour avoir toujours trouvé le temps de répondre à mes questions. J'ai eu la chance de bénéficier de tes compétences théoriques et physique au sens large. Vous êtes un modèle pour moi et j'espère pouvoir un jour atteindre votre niveau, avoir vos compétences et que je serai digne de tout le savoir que vous m'avez transmis. Pour tout ça, et pour mille autres raisons, je garderai un excellent souvenir de votre encadrement et de mon passage dans votre équipe.

---

Un énorme merci à tous ceux qui ont contribué à la réussite de cette thèse, de près ou de loin. Je remercie toutes les personnes du département d'optique, en particulier celles de l'équipe optique non-linéaire : Thibaut, Gilles, Eric, Kien, Jean-charles, et Fadi (dans l'équipe NO) pour leur aide, les discussions scientifiques, leur soutien dans les dures instants et tout les bons moments que nous avons pu partager. Merci également à l'ensemble du personnel du laboratoire d'optique.

J'adresse mes remerciements chaleureux à mes professeurs en Syrie à l'université de Damas : Monsieur Mohamad KOSA, Monsieur Imad ASSAD, Monsieur Kanj ALSHUFU pour leurs aides et leurs encouragements.

Je remercie fortement les doctorants et les post-doctorants du département d'optique, avec qui j'ai passé ces quatre ans, pour le meilleur et pour le pire ... Je n'oublierai jamais Ali, Elie, Khaldoun, Youssef, Abdoukader, Abdoulaye, Irina, Paul, Joel, Romain, Baptiste, Jacques ...

Merci à mes amis proches, Ahmad et Bassem, pour leurs soutiens jusqu'au dernier moment.

merci à tous mes collègues du bureau avec qui j'ai passé de très agréables moments. Clément et Ludovic, un grand merci pour votre aide surtout durant la rédaction de cette thèse. Je tiens à remercier particulièrement Jassem, pour son aide et tous ses conseils durant ma thèse.

Un énorme merci à ma famille et particulièrement à mes parents, mon père Assaad et l'âme de ma mère Hosson. Je t'aime et je n'oublierai jamais la femme intelligente que tu étais. Merci à mes frères Wael et Qussaie, et à ma sœur May. Merci à vous tous et c'est à vous que je dédie ce travail et ma réussite.

Un grand merci venu d'au-delà est destiné à celle qui partage ma vie, Innas. Tu as toujours su comment me motiver. Merci pour ta patience et ton amour. Mes mots ne seront jamais assez pour te remercier pour ce que tu m'as apporté en terme de joie et de réconfort. Je veux que tu saches à quel point je t'aime ♡ ♡ ♡ ...

---

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Table des matières</b>	<b>iii</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Guides photo-induits - état de l'art</b>	<b>5</b>
1.1 Photo-inscription de guides d'onde par éclairage latéral . . . . .	5
1.1.1 Écriture par lumière ultraviolette (UV) . . . . .	6
1.1.2 Écriture par laser femtoseconde . . . . .	7
1.1.3 Guides reconfigurables . . . . .	9
1.2 Éclairage longitudinal - écriture par faisceaux autofocalisés . . . . .	11
1.2.1 Éclairage longitudinal . . . . .	11
1.2.2 Concept d'autofocalisation . . . . .	13
1.2.3 Solitons spatiaux et guides photo-induits . . . . .	14
1.2.3.1 Différentes familles de soliton . . . . .	14

---

1.2.3.2	Matériaux non-linéaires pour la formation de solitons . . .	16
1.2.3.2.1	Les matériaux Kerr . . . . .	16
1.2.3.2.2	Les polymères . . . . .	17
1.2.3.2.3	Les cristaux liquides . . . . .	19
1.2.3.2.4	Autres solitons . . . . .	21
1.2.3.3	Solitons photoréfractifs . . . . .	23
1.2.3.3.1	Principe de l'effet photoréfractif . . . . .	23
1.2.3.3.2	Soliton en régime quasi-établi sous champ appli- qué . . . . .	24
1.2.3.3.3	Soliton en régime établi . . . . .	24
1.2.3.3.4	Soliton photovoltaïque . . . . .	26
1.2.3.3.5	Soliton discret photoréfractif (soliton de gap) . . . . .	26
1.3	Objectifs de mon travail . . . . .	27
2	Notions de base sur l'effet photoréfractif et l'autofocalisation	29
2.1	Le matériau . . . . .	29

---

---

2.2	Effet électro-optique . . . . .	31
2.3	Effet pyroélectrique . . . . .	34
2.3.1	Historique . . . . .	34
2.3.2	Définition et Principe . . . . .	35
2.4	Effet photovoltaïque . . . . .	37
2.5	Effet photoréfractif . . . . .	39
2.5.1	Histoire et principe . . . . .	39
2.5.2	Caractéristiques de l'effet photoréfractif . . . . .	40
2.5.3	Équation de l'effet photoréfractif . . . . .	42
2.6	Concept d'autofocalisation par effet pyroélectrique . . . . .	43
2.7	Observation expérimentale de l'autofocalisation par effet pyroélectrique . . . . .	46
2.8	Conclusions . . . . .	47
<b>3</b>	<b>Guide adiabatique</b>	<b>49</b>
3.1	Introduction . . . . .	49
3.2	Focalisation d'un faisceau avec une température homogène . . . . .	52
3.2.1	Dispositif expérimental . . . . .	52
3.2.2	Analyse du comportement . . . . .	56
3.2.3	Instabilité de modulation . . . . .	58
3.3	Focalisation avec non-linéarité variable . . . . .	60

---

---

3.3.1	Analyse du problème et méthodes proposées . . . . .	60
3.3.2	Analyse thermique . . . . .	61
3.3.3	Analyse simple de la focalisation avec nonlinéarité variable . . . . .	65
3.4	Étude expérimentale : focalisation avec gradient de température . . . . .	66
3.4.1	Dispositif expérimental . . . . .	66
3.4.2	Gradient de température statique . . . . .	67
3.4.3	Application d'un gradient de température dynamique . . . . .	69
3.5	Modélisation de la focalisation adiabatique . . . . .	73
3.5.1	Description du modèle numérique . . . . .	73
3.5.1.1	Hypothèses et méthode de résolution . . . . .	73
3.6	Résultats numériques . . . . .	76
3.6.1	Études de la focalisation avec un champ pyroélectrique uniforme . . . . .	76
3.6.2	Focalisation avec un gradient de température . . . . .	79
3.7	Caractérisation expérimentale des guides générés . . . . .	83
3.7.1	Robustesse du guide induit . . . . .	85
3.8	Conclusions . . . . .	89
<b>4</b>	<b>Capteur optofluidique intégré en niobate de lithium</b>	<b>91</b>
4.1	Introduction . . . . .	91
4.2	Configuration étudiée . . . . .	95

---

---

4.3	Fabrication de canaux fluidiques . . . . .	96
4.4	Étude de l'autofocalisation dans la structure . . . . .	97
4.4.1	Principe . . . . .	97
4.4.2	Études expérimentales . . . . .	98
4.5	Caractérisation des guides d'ondes photo-induits . . . . .	102
4.6	Réalisation du capteur optofluidique . . . . .	105
4.6.1	Modélisation du capteur . . . . .	106
4.6.2	Fabrication du dispositif . . . . .	116
4.6.3	Calibration du capteur . . . . .	117
4.7	Conclusion . . . . .	121
<b>5</b>	<b>Micro-canaux inclinés : application à la fabrication d'un séparateur de polarisation</b>	<b>122</b>
5.1	Introduction . . . . .	122
5.2	Configuration étudiée . . . . .	124
5.3	Analyse théorique . . . . .	125
5.4	Études expérimentales . . . . .	128
5.4.1	Autofocalisation d'un faisceau polarisé ordinairement . . . . .	129
5.4.2	Autofocalisation d'un faisceau polarisé extraordinairement . . . . .	132
5.4.3	Comparaison des résultats expérimentaux pour les polarisations TE et TM . . . . .	134

---



5.5	Séparateur de polarisation intégré . . . . .	135
5.5.1	Principe du séparateur de polarisation . . . . .	135
5.5.2	Réalisation du séparateur de polarisation . . . . .	136
5.5.3	Caractérisation du séparateur de polarisation . . . . .	140
5.6	Conclusion . . . . .	142
 <b>Conclusions général et perspectives</b>		<b>143</b>
 <b>Bibliographie</b>		<b>146</b>
 <b>Table des figures</b>		<b>172</b>
 <b>Liste des publications de l'auteur</b>		<b>184</b>

---



# Introduction générale

L'optique constitue une branche importante de la physique qui étudie tout ce qui concerne la lumière et ses interactions avec l'environnement extérieur, que ce soit à l'échelle visible ou invisible à l'œil humain.

De nombreuses applications de cette discipline existent comme par exemple, les développements pour l'éclairage, grâce aux LED (Light-Emitting Diode), l'imagerie, l'usinage, la microscopie, les capteurs, la métrologie, l'holographie ou encore les télécommunications modernes à très haut débit.

L'avènement de cette science, qui se considérait dans les années cinquante comme achevée, s'est produit avec la découverte du LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Depuis, la lumière émise par ces sources a été étudiée pour devenir le support principal pour la transmission de l'information sur de très grandes distances. La fréquence très élevée de la vibration lumineuse permet la transmission d'une très grande quantité d'informations comme la bande dédiée au système GSM (890 - 915 MHz), ce qui a permis avec le développement de la fibre optique la naissance de la communication optique par fibres.

Le principe du confinement de la lumière dans les fibres est simple : un milieu diélectrique de forme circulaire avec un indice de réfraction  $n_c$  entouré d'un second milieu d'indice de réfraction  $n_g$  plus faible forme un piège pour la lumière, qui se réfléchit au cours de la propagation sur les bords du milieu  $n_c$  par réflexion totale. Outre ces guides d'ondes optiques cylindriques, différentes autres structures (planes, rubans, ... etc) existent aussi, et elles fonctionnent sur le même principe mentionné ci-dessus. L'étude et le développement de ces structures constituent le domaine de l'optique guidée.

Au delà de la fibre optique, l'optique intégrée a pour objectif de créer des circuits optiques miniaturisés. L'optique intégrée a plusieurs avantages tels que : l'aspect monolithique des dispositifs, la possibilité d'intégrer un grand nombre de fonctions sur une même puce, mais surtout l'importante réduction en taille des composants optiques et opto-électroniques par rapport à des composants optiques en volume. Les avantages de l'optique guidée et de l'optique intégrée dépassent largement le cadre du domaine des télécommunications, comme par exemple la fabrication de capteurs ultra-sensibles. Aujourd'hui, l'optique guidée est plus que jamais au cœur de l'industrie photonique actuelle et future.

Plusieurs technologies existent pour réaliser des guides d'ondes optiques, nous pouvons citer par exemple : silicium sur isolant qui est compatible avec la technologie CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor), l'implantation ionique, l'épitaxie, la technologie de dépôt physique et chimique, l'échange d'ions ou encore la diffusion thermique. Toutes ces techniques permettent d'obtenir des guides d'ondes situés proche de la surface. En outre, pour pouvoir mettre en œuvre ces différents procédés de fabrication, nous avons besoin d'une technologie de salle blanche, ce qui implique des coûts de fabrication élevés. Il existe une autre technique de réalisation de guides d'ondes qui permet d'envisager des dispositifs innovants, efficaces et à faible coût : la photo-inscription de guides d'ondes optiques.

La technique d'inscription par photo-induction, peut-être réalisée par une illumination latérale ou une illumination longitudinale. Ces configurations ont toutes l'avantage d'inscrire une structure à l'intérieur du matériau ce qui permet de réaliser des structures tridimensionnelles (3-D) complexes. Elles permettent d'induire des structures guidantes à faibles pertes de propagation et offrent une réelle possibilité de fabrication de circuits optiques intégrés 3-D. La configuration d'écriture par faisceaux autofocalisés se caractérise par une grande simplicité de mise en œuvre et offre la possibilité d'induire des guides aux propriétés uniques. Ces raisons nous ont poussés à nous intéresser à cette configuration et à la placer au cœur de nos travaux de recherche.

La technique d'inscription par un faisceau autofocalisé consiste à utiliser des faisceaux qui se propagent avec un profil constant grâce aux non-linéarités du milieu. Cette propagation singulière est accompagnée d'un changement d'indice qui compense la diffraction. Le changement d'indice associé laisse dans certains matériaux un guide photo-inscrit. Différents effets non-linéaires peuvent être utilisés comme l'effet Kerr, la photopolymérisation ou encore l'effet photoréfractif.

Dans ce travail de recherche, notre attention se porte exclusivement sur les guides photo-induits par effet photoréfractif. Cet effet permet d'induire des guides qui restent mémorisés dans le matériau. Cela permet de fabriquer des guides quasi-permanents. Les travaux au cœur de cette thèse exploiteront ces propriétés ainsi que celle associées aux faisceaux autofocalisés.

Depuis quelques années, beaucoup des travaux ont porté sur les guides optiques confinés induit par des faisceaux autofocalisés dans divers milieux photoréfractifs. Dans notre cas, nous avons choisi le niobate de lithium ( $LiNbO_3$ ), car ce matériau possède d'une part de nombreuses propriétés (électro-optique, acousto-optique, piézo-électrique ... etc), une excellente qualité optique et il est très utilisé dans l'industrie photonique. D'autre part, ce matériau possède une nonlinéarité photoréfractive forte que nous pouvons exploiter pour induire nos structures photoniques. De plus, grâce à l'effet mémoire, les guides restent mémorisés dans le matériau pour de longues périodes. Par ailleurs, il a été montré qu'une simple élévation de quelques degrés de la température d'un échantillon de  $LiNbO_3$ , donne naissance à une nonlinéarité photoréfractive focalisante grâce à l'effet pyroélectrique ce qui offre la possibilité d'induire des solitons spatiaux brillants nommés pyrolitons.

L'objectif de cette thèse est la création de composants optiques innovants dans un substrat de  $LiNbO_3$ . Nous allons dans ce travail de thèse, utiliser les faisceaux autofocalisés assistés par effet pyroélectrique afin de former des composants optiques 3-D intégrés au cœur du  $LiNbO_3$  ce qui est difficilement réalisable par d'autres techniques.

En premier lieu, nous utilisons l'autofocalisation pyroélectrique afin de réaliser un guide adiabatique formé à l'aide d'un faisceau initialement large dont la taille diminue au cours de la propagation, grâce à une variation progressive de l'indice de réfraction. Ce composant peut être assimilé à un entonnoir optique. En deuxième lieu, nous montrons la capacité des faisceaux autofocalisés à traverser des canaux de faible largeur. Cette configuration a été exploitée pour réaliser un capteur permettant de mesurer l'indice de réfraction d'un liquide présent dans le canal. En dernier lieu, nous réalisons un séparateur de polarisation en optique intégrée photo-inscrit en une seule étape d'écriture.

Ce manuscrit s'articule autour de cinq chapitres :

Nous présentons d'abord l'intérêt de ces recherches et l'état de l'art dans le domaine des guides photo-inscrits. Nous présentons en particulier les différentes techniques de photo-induction des guides d'ondes optiques en détaillant plus précisément la technique des faisceaux autofocalisés.

Dans le second chapitre, nous présentons l'effet photoréfractif et exposons les propriétés physiques et les caractéristiques du  $LiNbO_3$ . Le principe de l'autofocalisation par effet pyroélectrique est expliqué en détail.

Dans le troisième chapitre, nous démontrons l'autofocalisation de faisceaux dans un milieu à non linéarité variable, qui nous permet de réaliser des guides adiabatiques induits par des faisceaux auto-piégés. De plus, dans cette partie nous développons également un modèle numérique afin d'expliquer les résultats expérimentaux.

Dans le quatrième chapitre, nous étudions le comportement des faisceaux autofocalisés lors de la traversée de micro-canaux. Nous utilisons les résultats obtenus pour fabriquer un capteur optofluidique intégré dans  $LiNbO_3$ .

Dans le cinquième et dernier chapitre, nous présentons le comportement de l'autofocalisation lors de la traversée de canaux fortement inclinés. Ensuite, nous montrons que cette configuration est adaptée pour réaliser un séparateur de polarisation en optique intégrée.

Enfin, Nous donnons une conclusion du travail réalisé durant cette thèse et nous proposons des perspectives tournées vers les applications possibles des guides photo-induits dans le  $LiNbO_3$ .

# Chapitre 1

## Guides photo-induits - état de l'art

Dans ce chapitre, nous présentons les différentes techniques de photo-inscription de guides d'ondes optiques. Nous allons nous intéresser d'abord à l'écriture de guides d'onde par éclairage latéral à l'aide d'un faisceau contrôlé puis à l'écriture de guides d'ondes par éclairage longitudinal. Enfin, nous présenterons l'inscription par un faisceau auto-focalisé, qui est au cœur de notre travail.

### 1.1 Photo-inscription de guides d'onde par éclairage latéral

Avant de présenter les techniques de photo-inscription de guides d'onde optiques, nous commençons par un rappel rapide des techniques standards de fabrication de guides d'ondes. Ces techniques sont regroupées en deux méthodes principales. La première consiste à modifier l'indice de réfraction à la surface du substrat en changeant localement la structure du matériau. Nous pouvons citer la diffusion d'ions [1, 2], l'échange de protons [3–9], l'échange d'ions [10–14] ou l'implantation ionique [15–17]. La deuxième méthode consiste à déposer une couche mince d'indice supérieur au substrat, nous pouvons ainsi citer l'épitaixie [18–22] ou encore par la technique sol-gel [23–25]. Ces techniques standards ne seront pas développées dans ce chapitre. Nous nous sommes focalisés sur la technique émergente qu'est la photostructuration.

Les méthodes de photo-inscription directe dans un matériau, présentent l'avantage de donner des guides d'ondes optiques en un nombre très limité d'étapes. Ainsi, elles permettent de supprimer les dépôts de couches et les étapes de gravures successives de la photolithographie classique.

La technique la plus courante pour la photostructuration d'un matériau consiste à focaliser un faisceau dont l'énergie ou la puissance est suffisante pour modifier l'indice de réfraction d'un milieu. Afin d'inscrire la forme de guide désirée, le faisceau ou le milieu est déplacé de façon contrôlée. Le faisceau d'écriture arrive donc latéralement par rapport aux guides inscrits. Nous présentons les différentes techniques d'écriture qui entrent dans cette catégorie. Nous commençons d'abord par la technique d'écriture par lumière ultraviolette (UV).

### 1.1.1 Écriture par lumière ultraviolette (UV)

Le spectre UV s'étend sur une gamme de longueur d'onde comprise entre 100 nm et 400 nm. Le rayon UV est appelé lumière noire, du fait qu'il rend fluorescent certains matériaux, fluorescence visible dans le noir. Ces longueurs d'ondes sont absorbées par de nombreux matériaux (verre, plastique, diamant, ... etc). Les photons UV sont très énergétiques et ils sont donc capables de "brûler" ou d'inciser certains matériaux en brisant les liaisons moléculaires. L'absorption élevée à ces longueurs d'onde limite souvent son utilisation à l'écriture de guides d'onde en surface. Le concept d'inscription par un faisceau laser UV focalisé consiste à balayer la surface d'un échantillon. Si ce procès induit une augmentation de l'indice de réfraction, alors la fabrication d'un guide est possible. Il suffit de translater l'échantillon par rapport au faisceau laser comme l'illustre la figure 1.1 pour inscrire le guide souhaité. Il est aussi possible de déplacer facilement le faisceau laser par rapport à l'échantillon, ce qui est couramment utilisé.

Historiquement, cette méthode a été développée par l'équipe de Chandross en 1974 [26]. À l'aide de cette technique, cette équipe a réalisé un guide d'onde optique de  $4\mu\text{m}$  de large sur un film de polymère dopé. En 1994, avec l'avènement de l'optique intégrée, Svalgard et al. [27] ont fabriqué le premier dispositif optique intégré utilisant un laser ultraviolet. Ce dispositif est formé d'un guide d'ondes sur un film de silice dopé germanium. En 1997, cette étude a abouti à la fabrication d'un composant d'optique intégrée jouant le rôle d'un diviseur de puissance [28] ou encore de coupleur directionnel [29]. La figure 1.1 montre



l'écriture d'un guide d'onde par laser UV de longueur d'onde de 244 nm. L'échantillon est irradié par le faisceau laser UV focalisé à la surface de l'échantillon en un spot de  $3.5\mu\text{m}$  de diamètre à l'aide d'une lentille de focale 35 mm, de telle sorte que l'intensité maximale soit obtenue à la surface de l'échantillon. Une augmentation de l'indice de  $1 \times 10^{-3}$  [30] est obtenue. La génération de guides d'onde sous la surface, à faible profondeur est également possible comme dans les références [31, 32]. Récemment en 2003, cette technique a été exploitée afin de réaliser un guide d'ondes dans le  $\text{LiNbO}_3$  congruent [33].

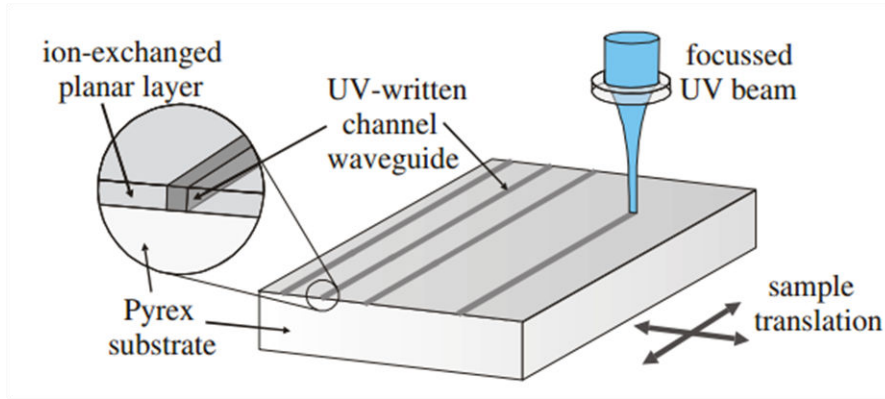


FIGURE 1.1 – Écriture directe par d'un guide d'ondes à l'aide d'un faisceau UV ( $\lambda = 244 \text{ nm}$ ) focalisé en un spot de  $3.5\mu\text{m}$  de diamètre en configuration transversale (éclairage latéral) [30].

Il est important de noter que plusieurs paramètres doivent-être contrôlés afin d'obtenir un guide. Ces paramètres sont : la vitesse de translation de l'échantillon, la puissance du laser et la taille de spot focalisé, la durée des impulsions, l'énergie de l'impulsions et la fluence énergétique <sup>1</sup>.

L'inscription par laser UV étant limitée à une écriture en surface, d'autres techniques plus performantes utilisant des lasers femtosecondes ont été étudiées.

### 1.1.2 Écriture par laser femtoseconde

Les lasers femtosecondes présentent une combinaison unique d'impulsions très courtes, de large spectre et de puissances crêtes élevées. Ces propriétés sont utilisées pour l'usinage laser [34, 35] ou encore dans le domaine biomédical [36, 37]. Nous nous intéressons ici au potentiel des lasers femtosecondes pour une meilleure gravure de guides d'onde optiques.

<sup>1</sup>La fluence énergétique est l'énergie transportée par le faisceau, par unité de surface en  $\text{J.m}^{-2}$ .

Le mécanisme d'inscription par laser femtoseconde permet l'écriture au cœur de matériaux transparents comme l'illustre la figure 1.2. Les différents régimes qui provoquent les modifications d'indice par cette technique sont : la modification d'indice par irradiation à basse cadence (100 – 500 kHz) avec des énergies par impulsion de quelques micro-joules et la modification d'indice par irradiation à haute cadence ( $> 1$  MHz) avec des impulsions nano-joules. Pour le mécanisme à basse cadence, le matériau revient à température ambiante après chaque impulsion, la modification d'indice s'effectue par des mécanismes de relaxation faisant suite à une forte photo-ionisation. Ainsi, la modification d'indice est limitée là où le faisceau est focalisé. Pour le mécanisme à haute cadence, la modification d'indice s'accompagne également d'une accumulation thermique induite par le faisceau focalisé, ce qui permet un changement d'indice de réfraction au point focal grâce à la très forte intensité, formant ainsi un guide d'ondes. Les valeurs des modifications d'indice sont similaires pour les deux mécanismes.

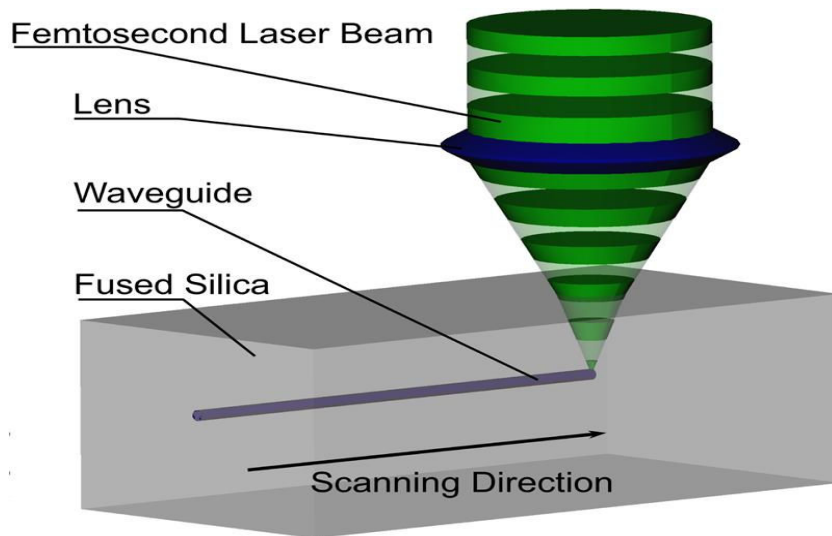


FIGURE 1.2 – Schéma décrivant la fabrication d'un guide d'onde par laser femtoseconde, en configuration transversale [38].

Les premiers guides d'ondes gravés dans les verres à l'aide d'un laser femtoseconde ont été réalisés par K. Hirao [39] et K. Miura [40] en 1996 et en 1998 respectivement. Depuis l'avènement des lasers femtosecondes, cette technique a suscité un vif intérêt dans le domaine de l'optique intégrée.

La figure 1.2 est extraite d'un article qui traite de l'écriture d'un guide dans un verre de silice [38, 41–44]. Le faisceau laser (300 fs, 500 kHz, 522 nm) engendre des absorptions multi-photoniques, induisant une fusion locale du cristal qui peut-être obtenue en

un point quelconque du volume. Cette fusion est suivie par une re-solidification qui conduit à une densification du matériau. Cela induit une variation d'indice de l'ordre de  $4.7 \pm 0.5 \times 10^{-5}$  suffisante pour réaliser un guide d'onde. D'autres matériaux ont également été testés comme par exemple des verres dopés phosphate [45] ou encore des  $Nd^{+3} : MgO : LiNbO_3$  [46, 47].

Par ailleurs, un autre mécanisme consiste à induire une contrainte dans le matériau à l'aide d'un faisceau laser [48]. Sous certaines conditions, cette contrainte peut créer un guide d'onde qui peut être accompagné d'un gonflement à la surface du matériau [49–52]. Le recuit <sup>2</sup> de l'échantillon permet de réduire les pertes dans des guides réalisés [53–55]. Cette technique d'écriture ouvre la voie à la fabrication de dispositifs en trois dimensions 3-D [56]. L'étude réalisée par Nolte et. al dans des verres de silice [57] montre un dispositif fabriqué en trois dimensions (3-D) pour l'optique intégrée. Ce dispositif est constitué d'un guide d'ondes ayant une voie en entrée qui se divise en 3 voies en sortie du cristal pour former une jonction 1 vers 3. Ces 3 voies de sortie ne sont pas réalisées dans un même plan.

Plusieurs autres références utilisant la même technique d'inscription peuvent être citées pour la fabrication des composants en optique intégrée [58] mais aussi pour des applications opto-mécaniques [59] ou encore pour des applications opto-fluidiques [60].

### 1.1.3 Guides reconfigurables

Nous nous intéressons ici à la photo-induction de structures photoniques reconfigurables par illumination latérale afin de créer des guides d'onde optiques. En 2009, cette technique a permis de réaliser des guides d'onde unidimensionnels (1-D). C'est-à-dire que le profil d'indice de réfraction forme des guides plans [61, 62] avec un temps de reconfiguration de l'ordre de la milliseconde dans des cristaux photoréfractifs de SBN (Strontium Barium Niobate) et SPS (Etain Hypothiophosphate :  $Sn_2P_2S_2$ ). La longueur d'onde du faisceau de contrôle est de 514 nm avec le SBN et de 633 nm avec le SPS. Ce faisceau de contrôle est mis en forme par un masque défini par une fente de largeur  $100\mu m$  est imagé sur la face latérale de l'échantillon, ce qui donne un faisceau de  $25\mu m$  de large selon l'axe  $\vec{C}$ . Le faisceau sonde issu d'un laser He-Ne à  $\lambda = 633$  nm est polarisé suivant l'axe  $\vec{C}$  du

---

<sup>2</sup>Le recuit est obtenu par élévation de température du matériau à des températures allant de  $500^\circ C$  à  $850^\circ C$ . Ce procédé permet de modifier les caractéristiques physiques du matériau étudié.

---

cristal et est focalisé sur la face d'entrée du cristal comme illustré sur la figure 1.3.

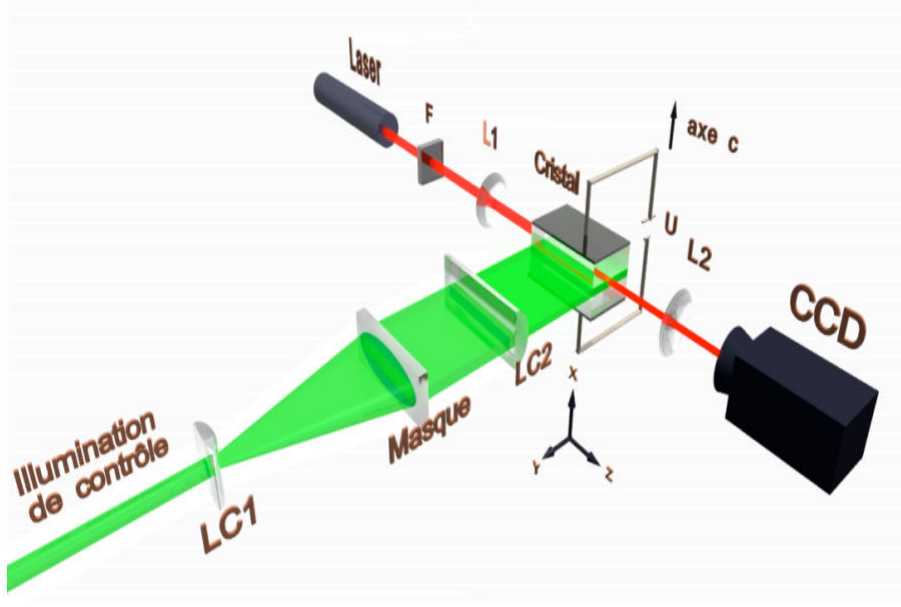


FIGURE 1.3 – Schéma du montage expérimental pour la photo-génération de guides d'ondes (1-D) dynamiques et reconfigurables [61].  $LC_1$ ,  $LC_2$  lentilles cylindriques,  $L_1$ ,  $L_2$ , lentilles sphériques,  $F$  : filtre de densité,  $U$  : tension appliquée.

Afin de réaliser un guide d'ondes 2-D (confinement dans les deux directions), Montemezzani et al. [63] ont utilisé un second faisceau de contrôle, à la longueur d'onde  $\lambda = 514$  nm. Ce faisceau de contrôle (figure 1.4) forme une région sombre intercalée entre deux régions éclairées. Cette illumination se propage dans la direction parallèle à l'axe  $\vec{C}$  du cristal et est partiellement transmise par les électrodes semi-transparentes. La combinaison des deux faisceaux associée à l'application d'un champ électrique conduit au confinement du faisceau sonde dans les deux directions transversales (2-D) comme l'illustre la figure 1.4.

Cette configuration en géométrie transversale permet de réaliser des guides d'ondes de différentes formes. Elle possède cependant des inconvénients comme la dissymétrie de la section des guides d'onde créés et la grande complexité du montage. Nous recherchons une technique d'écriture alternative qui nous permettrait d'obtenir des guides d'ondes de section circulaire à l'aide d'un montage basique.

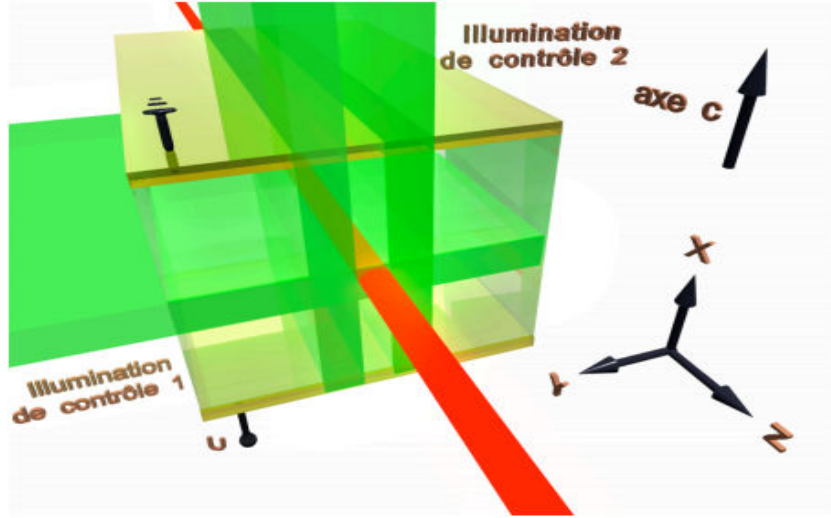


FIGURE 1.4 – Illustration du principe de génération d'un guide d'onde 2-D par illumination latérale.

## 1.2 Éclairement longitudinal - écriture par faisceaux autofocalisés

### 1.2.1 Éclairement longitudinal

Les dimensions transverses des guides réalisés par la configuration précédente, où le guide photo-induit est transverse (perpendiculaire) au faisceau d'écriture, sont déterminées par la taille du spot focalisé. De plus, la profondeur du guide gravé est limitée par la distance focale de la lentille utilisée pour mettre en forme le faisceau. Cette configuration ne permet pas d'inscrire naturellement des guides à cœur circulaire. Une autre technique possible consiste à déplacer le faisceau d'écriture parallèlement (longitudinalement) au guide à inscrire comme l'illustre la figure 1.5-a. Cette méthode présente l'avantage d'inscrire des guides d'onde symétriques (profil circulaire). Nous décrirons tout d'abord cette configuration qui nous amènera ensuite à montrer le potentiel unique des faisceaux autofocalisés. La configuration longitudinale a été utilisée notamment dans des verres de silice [57, 64–67].

La figure 1.5-b, présente un exemple de formation d'un guide d'onde dans un verre de silice en utilisant la méthode d'éclairement longitudinal. Dans cette méthode, le faisceau est injecté parallèlement au guide que l'on souhaite inscrire. Le laser utilisé ici émet des

impulsions de durées de 60 fs à une longueur d'onde de 820 nm avec une fréquence de répétition de 1 kHz. Le faisceau laser est focalisé sur la face d'entrée de l'échantillon à l'aide d'un objectif  $\times 10$  (figure 1.5-a), ce qui donne un faisceau de  $5\mu\text{m}$  de largeur focalisé en entrée du cristal. Le guide s'inscrit par translation de l'échantillon par rapport à la région focale. Le guide d'ondes formé est décrit dans l'image b de la figure 1.5. Pour l'induction d'un guide d'onde par cette technique il faut tenir compte de plusieurs paramètres tels que la fluence (énergie par unité de surface), la puissance du laser et la vitesse de translation de l'échantillon. L'ajustement de ces paramètres détermine la taille de guide et sa profondeur (monomode ou multimode). Par exemple, d'après la référence [64] pour avoir une variation d'indice de  $0.1 \times 10^{-3}$ , il faut que la vitesse de translation est de  $100\mu\text{m}/\text{s}$  et l'énergie appliquée est de  $0.5\mu\text{J}$ . Pour une variation d'indice de l'ordre de  $3 \times 10^{-3}$ , il faut que la vitesse de translation est de  $100\mu\text{m}/\text{s}$  et l'énergie appliquée est de  $2\mu\text{J}$ .

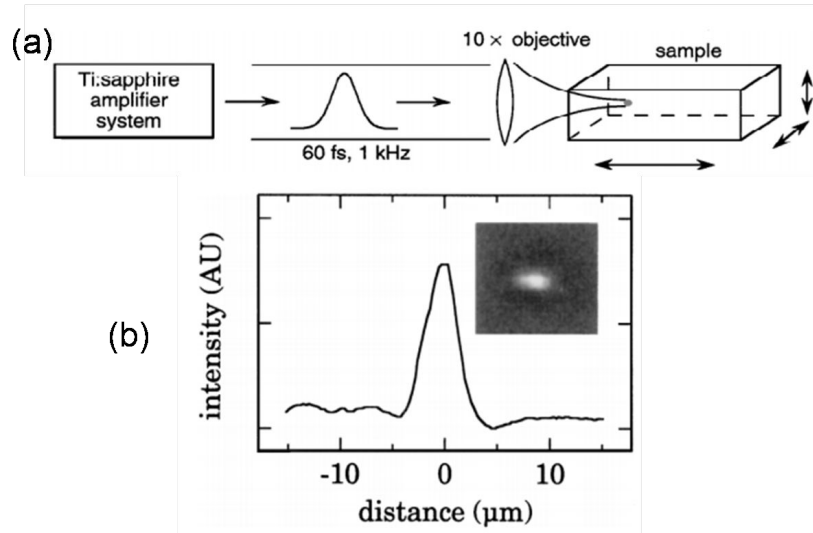


FIGURE 1.5 – (a) Schéma expérimental décrivant la fabrication d'un guide d'ondes par éclairage longitudinal dans des verres de silice. (b) Distribution et profil de l'intensité du guide d'ondes en sortie de l'échantillon [64].

Une autre méthode existe en utilisant aussi la configuration longitudinale mais elle est basée sur l'utilisation de faisceaux autofocalisés. Elle apporte l'avantage de pouvoir générer des guides en une seule étape avec des propriétés d'auto-alignement. En effet, la réalisation d'un guide d'ondes par cette méthode ne nécessite pas de déplacer et de contrôler la position des faisceaux d'écriture et des échantillons. Cette méthode est basée sur les solitons spatiaux [68].

Nous commençons donc par présenter le concept de l'autofocalisation.

### 1.2.2 Concept d'autofocalisation

Lorsqu'un faisceau lumineux se propage en régime linéaire, dans un milieu quelconque, il subit un changement de profil d'intensité associé à une courbure de sa phase au cours de la propagation comme l'illustre la figure 1.6-a. Il est possible de contrebalancer le phénomène de diffraction en exploitant les effets non-linéaires dans certains matériaux. Si ces matériaux se caractérisent par un effet non-linéaire focalisant, il est possible de compenser la diffraction (figure 1.6-b). L'autofocalisation est induite grâce à l'augmentation localisée de l'indice de réfraction.

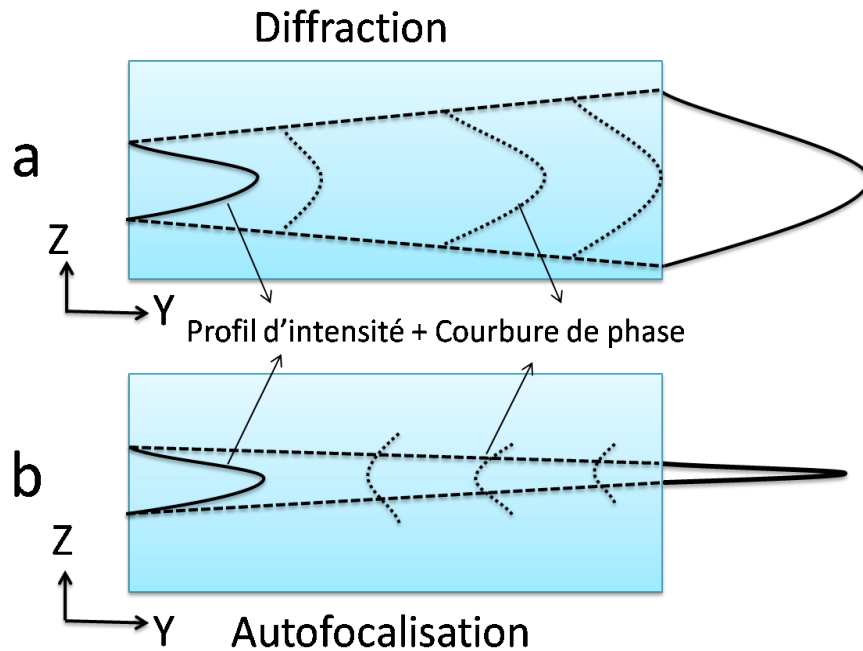


FIGURE 1.6 – Schéma descriptif du concept dans le cas : (a) la diffraction, (b) l'autofocalisation.

Cette autofocalisation permet donc d'induire une variation d'indice de profil cylindrique sur une longueur importante. Lorsque le profil du faisceau est conservé on parle alors de soliton spatial optique. Le soliton spatial a été proposé pour la première fois en 1965 par Chiao et al. [69, 70]. Ces solitons spatiaux ont été étudiés dans plusieurs matériaux par de nombreux groupes de recherche.

### 1.2.3 Solitons spatiaux et guides photo-induits

Nous allons présenter les différentes familles de solitons et les matériaux qui permettent leur formation.

#### 1.2.3.1 Différentes familles de soliton

Les solitons spatiaux peuvent conserver divers profils invariants au cours de la propagation. Le soliton brillant est le premier soliton spatial optique qui fut démontré en 1985 par Barthelemy et al. [70]. Le soliton brillant existe dans les milieux non-linéaires focalisant. Cette focalisation nécessite une variation d'indice induite positive capable de compenser la diffraction dans le matériau. La figure 1.7 présente un exemple d'un soliton brillant 1-D.

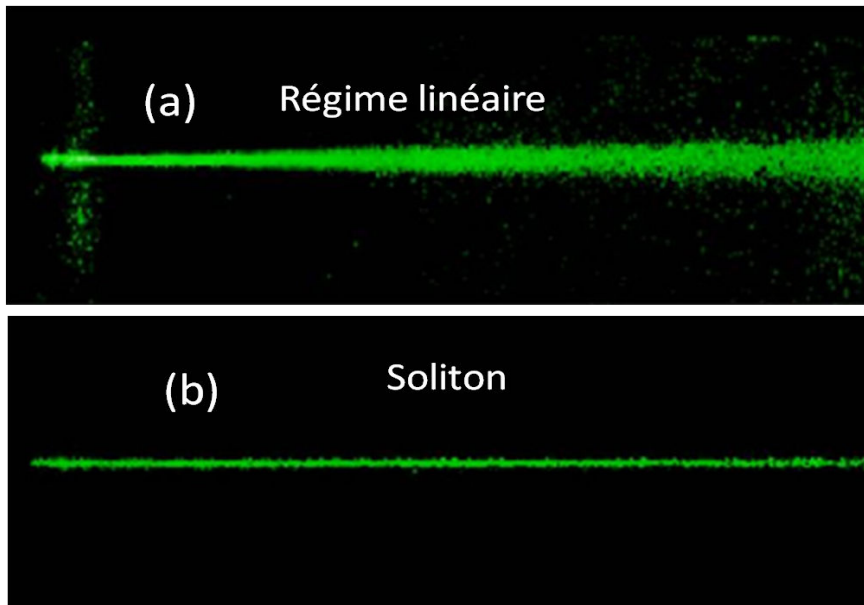


FIGURE 1.7 – Exemple de formation d'un soliton brillant 1-D. Régime linéaire (a), soliton (b) [71]

Quant au soliton noir, il existe dans les milieux défocalisants dont la variation d'indice induite est négative. Pour ce type de solitons, le faisceau présente une zone centrale sans lumière, c'est cette zone qui conserve une distribution invariante en propagation comme l'indique la figure 1.8.



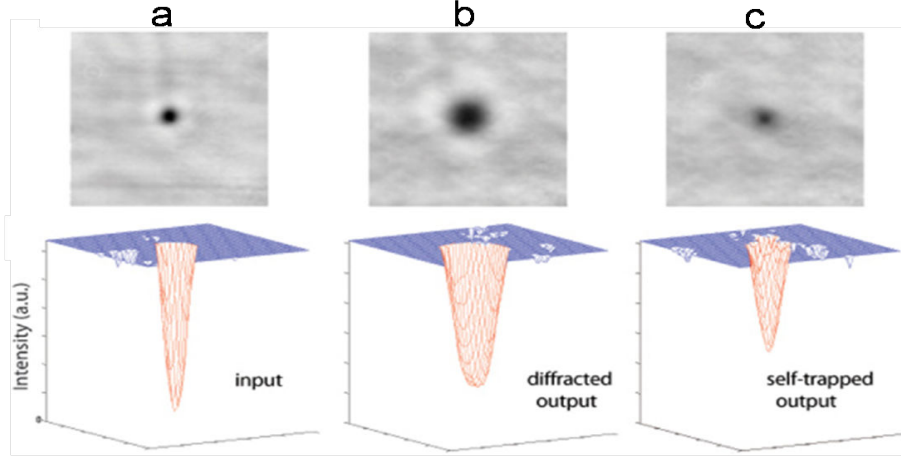


FIGURE 1.8 – Exemple de profil d'intensité pour un soliton noir 2-D. (a) distribution d'intensité en entrée du milieu, (b) sortie en régime linéaire. (c) régime solitonique [72].

Les faisceaux solitons noirs requièrent un traitement particulier pour mettre en forme le faisceau d'inscription ce qui peut-être réalisé expérimentalement par diverses solutions telles que : un masque, un hologramme de phase, un miroir présentant une marche de hauteur  $\lambda/4$  (lors d'un aller-retour sur ce miroir, les deux moitiés du faisceau vont se déphaser de  $\lambda/2$ , donc de  $\pi$ ) ou encore une lame de phase [73], comme illustre la figure 1.9.

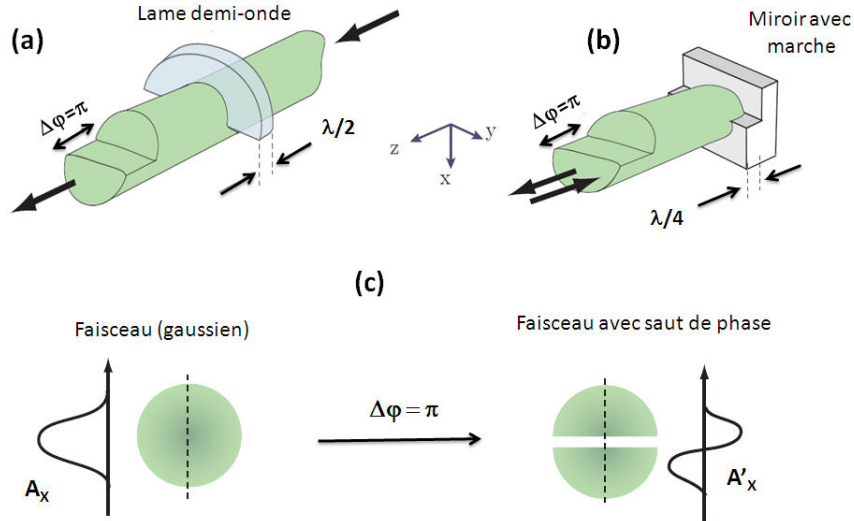


FIGURE 1.9 – Génération d'un faisceau noir 1-D par l'intermédiaire d'une lame demi-onde (a) ou d'un miroir à marche d'épaisseur  $\lambda/4$  (b). (c) représente respectivement, l'intensité et l'amplitude d'un faisceau considéré avant et après la formation du saut de phase.

En d'autres termes, les solitons noirs nécessite la présence d'un saut de phase de  $\pi$  au centre d'un faisceau gaussien. Lorsque ce type de faisceau se propage dans un milieu non-linéaire défocalisant, cela provoque une fuite de la lumière de ces zones qui compense la diffraction de la zone sombre comme le montre la figure 1.8-c.

Les solitons noirs existent en 1-D (unidimensionnel) [74, 75] et également en 2-D (figure 1.8) grâce à un faisceau vortex [76–78]. Le faisceau vortex est obtenu en utilisant un hologramme de phase qui permet de coder la singularité de phase caractéristique du vortex.

### 1.2.3.2 Matériaux non-linéaires pour la formation de solitons

Des matériaux optiques non-linéaires divers ont permis l'observation des solitons spatiaux. Cette diversité de matériaux et d'effets non-linéaires se retrouvent dans les publications. Ainsi, les solitons Kerr, les solitons dans les polymères, les solitons dans les cristaux liquides, les solitons quadratiques, ou encore les solitons de cavité font partie de la grande famille des solitons.

#### 1.2.3.2.1 Les matériaux Kerr

Les solitons Kerr utilisent un processus non-linéaire du troisième ordre. Le premier soliton a été découvert en parallèle avec le développement des sources laser dans les années 1960 [79]. Barthélémy et al. [80] en 1994, ont démontré l'existence des solitons spatiaux Kerr dans un guide plan de disulfure de carbone ( $CS_2$ ). Le soliton Kerr a été observé dans plusieurs matériaux comme les verres [81], les semi-conducteurs [82], et les polymères [83]. En effet, l'effet Kerr induit une variation d'indice du milieu de propagation proportionnelle à l'intensité optique de l'impulsion lumineuse. Si l'indice du matériau devient plus élevé au centre du faisceau cela permet la création d'un guide par le faisceau lui-même. Cependant, l'obtention des solitons par effet Kerr requiert de fortes densités de puissances (de l'ordre du  $GW/cm^2$ ) qui exigent des lasers pulsés coûteux.

Ces solitons Kerr spatiaux sont stable uniquement en configuration 1-D, sauf si la nonlinéarité sature à forte intensité. Bjorkholm et Ashkin ont démontré numériquement l'existence du soliton Kerr spatial 2-D en 1974 [85]. Des solitons Kerr 2-D ont été obtenus expérimentalement par Atai et Chen en 1997 [84] à l'aide d'une intensité de saturation

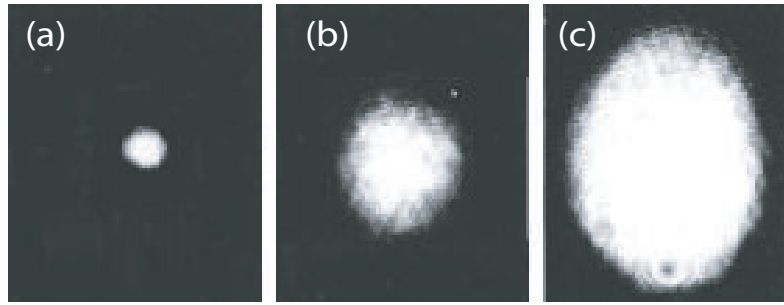


FIGURE 1.10 – Images expérimentales de l'autofocalisation d'un faisceau par effet Kerr saturant dans un cristal de sodium. (a) autofocalisation, (b) diffraction normale, (c) défocalisation [84].

de  $770\text{W}/\text{m}^2$  comme l'illustre la figure 1.10.

#### 1.2.3.2.2 Les polymères

La flexibilité de fabrication et le contrôle aisé des propriétés optiques des polymères organiques, comme l'indice de réfraction, rend ces matériaux attractifs pour des applications optiques (modulateurs de phase ou interféromètres de Mach Zehnder) [86, 87]. Le premier guide d'ondes formé dans les polymères a été réalisé en 1991 [88, 89]. Depuis plusieurs années, diverses techniques de réalisation de guides optiques polymères se sont développées afin d'améliorer leurs propriétés [90, 91].

Il existe deux méthodes très répandues, utilisées pour la formation d'un guide d'onde dans les polymères. L'une, conventionnelle utilise la photolithographie [92]. L'autre méthode est basée sur la technique de photo-inscription directe dans un matériau par un faisceau laser. Dans le deuxième cas, les matériaux utilisés sont des polymères photosensibles (photopolymères). Nous accordons donc un intérêt plus particulier pour la deuxième méthode. Le polymère photosensible est une substance synthétique qui subit une transformation moléculaire (polymérisation) sous l'action de lumière (souvent l'ultraviolet [300 – 400] nm). Cette transformation forme une différenciation physique entre les parties éclairées et non éclairées. En d'autres termes, la photo-inscription de guides d'ondes optiques dans des polymères est basée sur des réactions photochimiques qui affectent les propriétés physiques du polymère comme la transparence, la solubilité et l'indice de réfraction. En effet, les sites photo-réactifs subissent un changement de structure électronique sous rayonnements UV, ce qui induit une variation de l'indice de réfraction.

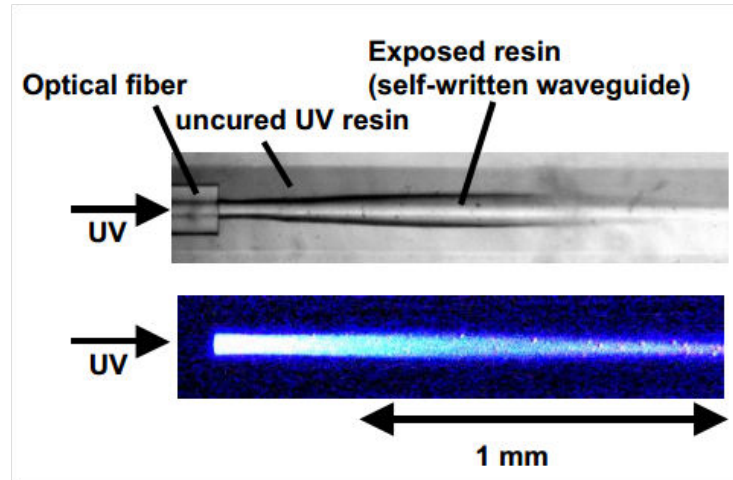


FIGURE 1.11 – Exemple d'inscription d'un guide photo-induit dans un polymère [93].

Plusieurs études ont été effectuées afin de réaliser des guides d'ondes dans les polymères utilisant le principe précédent de photo-inscription [94–97]. Nous pouvons citer en exemple la formation d'un guide d'ondes dans le polymère par Hirose et al. [93] (figure 1.11). Dans ce cas, lorsque la lumière est introduite à partir d'une extrémité d'une fibre optique dans le milieu, elle est guidée dans la zone exposée en raison du changement d'indice de réfraction. Ainsi, le guide d'onde optique est induit le long de l'axe de propagation de la lumière et il évolue avec le temps d'exposition. Au final, un composant mixte constitué d'une fibre optique et d'un guide d'ondes photo-induit est obtenu. Ce guide est inscrit sur une section d'une fibre optique multimode à gradient d'indice. La longueur du guide formé dans la figure 1.11 est de 1 mm.

Yoshimura et al. [98, 98] ont utilisé le même principe pour effectuer le couplage entre deux fibres optiques. L'utilisation d'une fibre multimode dans la réalisation permet d'améliorer le couplage entre les deux fibres et corrige les défauts d'alignement. Certaines expériences ont été réalisées en utilisant des fibres multimodes (figure 1.12) [93, 99, 100]. Le guide est inscrit entre 2 fibres multimodes, écartées de  $500\mu m$ . Les pertes de couplage sont d'environ 0.5 dB à 1 dB pour un écart de 1 mm. Par ailleurs, Hirose et al. ont également réussi à inscrire un guide d'ondes entre 2 fibres décalées de  $40\mu m$  (figure 1.12-b). Les pertes mesurées dans ce cas sont d'environ 2 dB [93, 101].

Certains types de polymères nécessitent l'application d'un champ électrique pour inscrire des guides. Une étude a été réalisée afin de créer des guides d'ondes par un faisceau autofocalisé (LISW pour Light-Induced Self-Written) à une longueur d'onde de 514 nm dans

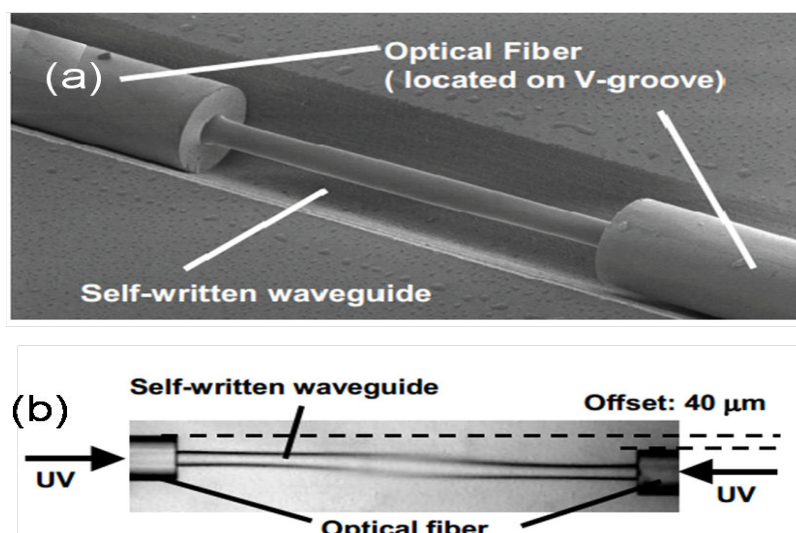


FIGURE 1.12 – (a) Couplage entre 2 fibres optiques multimodes alignées en utilisant un guide d'onde photo-induit dans un polymère (b). Couplage entre deux fibres avec un décalage de  $40\mu\text{m}$ .

un photopolymère [102, 103].

### 1.2.3.2.3 Les cristaux liquides

Les cristaux liquides sont un état de la matière qui combine des propriétés d'un liquide conventionnel et celles d'un solide cristallisé. Ils ont été découverts en 1855 par Otto Lehmann. Le premier dispositif d'affichage à base de cristaux liquides a été élaboré en 1968 par l'équipe de recherche de RCA (Radio Corporation of America). Actuellement ces cristaux liquides sont largement présents dans notre vie quotidienne.

Les cristaux liquides sont constitués de molécules anisotropes. Ces molécules possèdent un tenseur de polarisabilité anisotrope. La nonlinéarité de ces cristaux est donc due à la tendance des molécules à s'aligner dans la direction du champ électrique d'une onde optique. Une onde optique peut modifier le tenseur de polarisabilité du milieu ce qui conduit à une variation d'indice de réfraction. Les propriétés d'anisotropie des cristaux liquides se manifestent de plusieurs façons comme la perméabilité magnétique, la conductivité, la permittivité électrique, ou encore la biréfringence optique.

La modification d'indice dans ces matériaux engendre de l'autofocalisation qui se fait soit en raison de la modulation thermique de l'indice induite par le faisceau par effet thermo-optique, soit par l'application d'un champ électrique externe qui génère une réorientation de moléculaire dépendante de l'intensité du faisceau. La plupart des cristaux

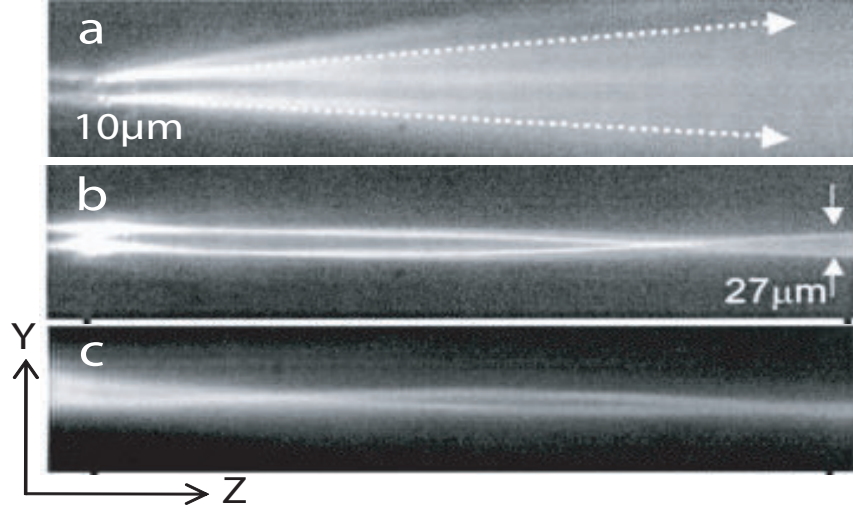


FIGURE 1.13 – Interaction entre solitons observés dans des cristaux liquides. (a) diffraction en régime linéaire. (b) croisement de deux solitons. (c) entrelacement de solitons. Paramètres : tailles de faisceaux à l'entrée :  $10\mu\text{m}$ . Angle d'incidence des faisceaux à l'entrée :  $5^\circ$ . Séparation des faisceaux en entrée :  $28\mu\text{m}$  [104].

liquides utilisés en optique non-linéaire sont en phase nématique, c'est-à-dire que les molécules de ces cristaux sont toutes orientées dans le même sens. Leur comportement est similaire aux cristaux uniaxes positifs et leur axe optique ( $\vec{C}$ ) est orienté dans la direction de ces molécules. Ceci permet de définir deux types d'indices, l'indice de réfraction extraordinaire pour un champ optique polarisé selon l'axe  $\vec{C}$  (qui est défini par l'orientation de molécules) et l'indice de réfraction ordinaire pour un champ optique perpendiculaire à l'axe  $\vec{C}$ .

Les travaux les plus marquants de ces dernières années concernent l'induction d'un guide d'onde par application d'un champ électrique externe  $\vec{E}$ . La variation d'indice induite optiquement est capable d'empêcher la diffraction et donc d'autofocaliser le faisceau pour former un soliton spatial.

L'observation expérimentale d'un soliton 2-D dans un cristal liquide en phase nématique a été obtenue par Karpierz en 2001 [105]. L'interaction de solitons spatiaux dans le cristal liquide a été étudiée théoriquement par Chen en 2003 [106]. Par ailleurs, l'interaction de deux solitons contra-propagatifs dans ces cristaux a été étudiée expérimentalement par Izdebskaya et al. en 2010 [107]. Des démonstrations expérimentales ont été réalisées pour montrer l'interaction de solitons spatiaux dans des cristaux liquides [104], comme par exemple le croisement de solitons spatiaux (figure 1.13-b) ou encore l'entrelacement de

solitons spatiaux (figure 1.13-c).

#### 1.2.3.2.4 Autres solitons

D'autres types de solitons, existent. Ainsi les solitons dite "<thermiques>" doivent leurs existence à l'énergie absorbée par le milieu en fonction de l'intensité d'irradiation du laser. En général, la variation d'indice de réfraction est négative dans les liquides et les gaz lorsque la température augmente. Cependant, concernant des matériaux solides, la variation d'indice peut-être positive ou négative selon la structure du matériau. La variation d'indice par ce type de soliton est due à la modification de la densité du matériau lors d'un changement de température (gradient de température). Plusieurs milieux ont permis d'observer l'autofocalisation appuyée sur le principe précédent comme dans les gaz [108], dans les verres au plomb [109] et récemment dans les milieux thermiques avec une nonlinéarité périodique [110]. Cette non-linéarité est caractérisée par son effet nonlocal. En d'autres termes la zone de la variation d'indice s'étend spatialement en dehors de la zone éclairée. Cette nonlocalité est liée directement à la diffusion de la chaleur dans le matériau.

Un soliton peut-être également être obtenu à l'aide de l'effet non-linéaires quadratiques [111]. La première démonstration expérimentale de ce soliton a été établie en 1995 [112]. La physique des solitons quadratiques repose sur une nonlinéarité d'ordre deux. L'autofocalisation d'un faisceau lumineux consiste dans ce cas en un échange d'énergie entre les champs électromagnétiques de l'onde harmonique et de l'onde fondamentale [113, 114]. Des expériences ont été réalisées en 1997 dans un cristal de KTP (Phosphate de potassium titanyl) [115].

Il est important de noter ici qu'il n'y a pas de guides photo-induits contrairement aux solitons optiques décrit précédemment. Les solitons quadratiques permettent d'envisager des opérations photoniques ultra-rapides [116] basées sur l'exploitation de la propagation de solitons spatiaux et leurs interactions dans les milieux homogènes à non- linéarité optique de Kerr, et sur de nouvelles utilisations de non-linéarité d'ordre deux en régime de somme et différence de fréquences dégénérées. De plus, ils permettent aussi un adressage de l'information tout-optique (stockage informatique) en se basant sur leurs interactions [117].

D'autres types de solitons, appelé les soliton discrets, existent. Ils se propagent dans



des milieux dont l'indice de réfraction est modulé périodiquement comme par exemple la formation d'un soliton discret 1-D dans un réseau de guides [118, 119].

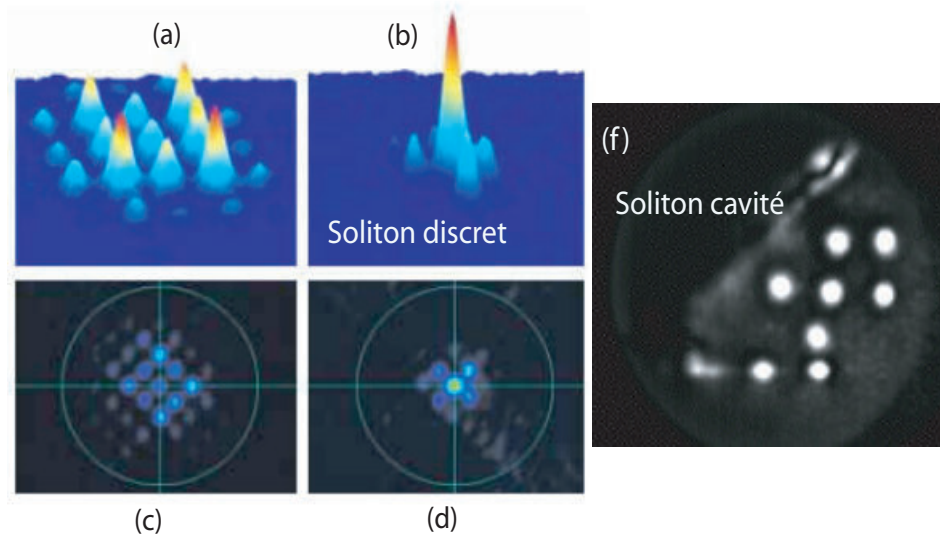


FIGURE 1.14 – Démonstration expérimentale d'un soliton discret 2-D. (a) diffraction discrète, (b) soliton discret d'intensité en 3-D. (a-b) profils d'intensité en 3-D, (c-d) profils dans le plan transversale [120]. (f) exemple d'excitation de 7 solitons de cavité par injection d'un faisceau d'écriture cohérent [121].

Un exemple de solitons discret 2-D est présenté dans la figure 1.14. Lorsqu'un faisceau laser est focalisé à l'entrée de l'un des guides du réseau. Ce faisceau se propage en se couplant avec les guides voisins, ce qui donne une diffraction discrète en sortie de l'échantillon comme l'illustre la figure 1.14-a. Lorsque l'effet non-linéaire est présent, le couplage entre les différents guides est modifié et dépend de l'intensité. Un soliton discret est formé, lorsque la diffraction est compensée par la nonlinéarité. L'onde optique se propage alors dans un seul guide comme le montre la figure 1.14-b.

La propagation de faisceaux dans les milieux non-linéaires ayant de géométries particulières donne naissance à de nouvelles catégories de solitons spatiaux. Ainsi les solitons de cavité se forment dans des cavités Fabry-Pérot non-linéaires [122, 123]. Ces solitons sont créés par une impulsion de lumière et peuvent survivre indéfiniment au sein d'une cavité optique à gain dissipatif de façon stable. Ces impulsions sont auto-localisées à l'aide de la nonlinéarité du matériau et ne diffracte pas. En effet, ces solitons piégés entre deux miroirs possèdent des propriétés de contrôle de localisation absolue (figure 1.14-f). Ce type de solitons peut être utilisé pour des applications dans le domaine du stockage de



données [124].

Il existe enfin une dernière famille de solitons qui est largement étudiée notamment en raison de sa très grande facilité de mise en œuvre : les solitons en milieu photoréfractif, élément central de cette thèse. Dans le paragraphe suivant, nous décrivons d'abord le principe de l'effet photoréfractif et présentons les caractéristiques de ces solitons.

### 1.2.3.3 Solitons photoréfractifs

Dans le cas de notre étude, les solitons spatiaux photoréfractifs représentent l'élément central pour la création des composants optiques. Nous discuterons d'une part de l'intérêt de ce type de soliton et du principe de la photo-induction par effet photoréfractif. D'autre part, nous présenterons les différents régimes d'autofocalisation photoréfractive.

#### 1.2.3.3.1 Principe de l'effet photoréfractif

Historiquement, L'effet photoréfractif a été reporté pour la première fois par Ashkin en 1966 [125]. Le nom photoréfractif est relié à l'effet photo-chromatique qui a été adopté pour la première fois en 1978 par Glass [126]. Le premier soliton photoréfractif a été étudié théoriquement dans un matériau photoréfractif en 1992 [127, 128]. Les premières études expérimentales ont été effectuées quelques années plus tard par Morin [129]. L'effet photoréfractif a été largement étudié et appliqué, nous pouvons citer le développement dans le domaine de la conjugaison de phase [130], la réalisation des mémoires holographiques [131] ou encore la photoinduction de guides d'ondes [132].

Le principe de l'effet photoréfractif peut se résumer ainsi : lorsqu'on éclaire localement un cristal photoréfractif, des charges libres (électrons ou/et trous) sont photo-générées. Ces charges libres migrent dans le matériau et sont piégées pour donner une distribution de charges inhomogène. Cette distribution de charges va alors créer un champ de charge d'espace  $\vec{E}_{sc}$ . Ce champ  $\vec{E}_{sc}$  induit une variation d'indice par effet électro-optique. Cette variation d'indice induite est capable de former un guide d'onde mémorisé dans le matériau.

Dans les paragraphes qui suivent, nous allons décrire les différentes familles de solitons photoréfractifs rencontrés dans la littérature.

### 1.2.3.3.2 Soliton en régime quasi-établi sous champ appliqué

Les solitons en régime quasi-établi ont été découverts pour la première fois en 1995 par Morin [129]. Ils ont été observés en propageant d'un faisceau lumineux dans un milieu photoréfractif avec application d'une tension électrique [132] (figure 1.15).

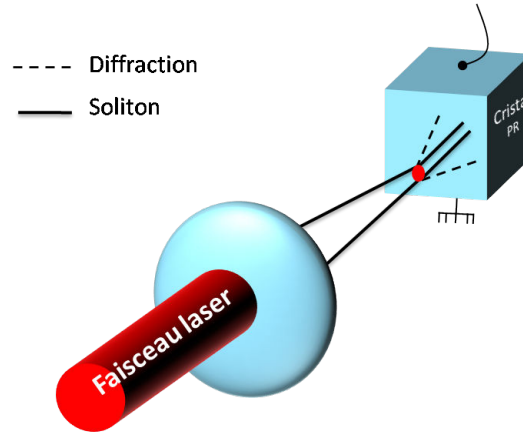


FIGURE 1.15 – Schéma descriptif de formation d'un soliton spatial dans un cristal photoréfractif à l'aide d'une tension appliquée.

L'application de ce champ électrique externe peut-être nécessaire pour obtenir un effet photoréfractif focalisant. Ces solitons peuvent être observés dans un cas unidimensionnel (1-D) [76] (figure 1.16) et dans un cas bidimensionnel (2-D) [132] (figure 1.17), pour des solitons brillants [132] et noirs [127] (figure 1.16). Nous pouvons citer l'observation d'un soliton brillant 2-D sous champ appliqué en régime quasi-établi dans le  $LiNbO_3$  [75] (figure 1.17).

Le terme quasi-établi indique qu'ils n'existent que dans une fenêtre temporelle finie pour laquelle la focalisation maximale est atteinte. Cette autofocalisation maximale apparaît donc en régime transitoire, autre nom des solitons en régime quasi-établi.

Il est important de noter que dans notre travail ce type de soliton est utilisé dans le but d'inscrire des guides.

Des travaux plus avancés ont montré qu'il est possible d'obtenir des solitons en régime établi.

### 1.2.3.3.3 Soliton en régime établi

Le soliton photoréfractif a été observé en régime stable grâce au contrôle de la non-

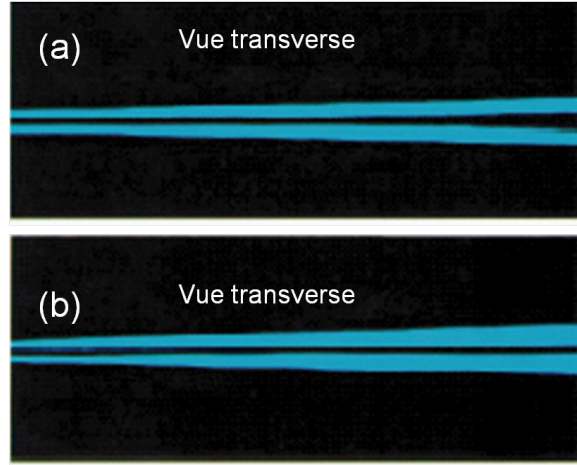


FIGURE 1.16 – Observation expérimentale de la formation d'un soliton noir 1-D en régime quasi-établi. (a) diffraction en régime linéaire, (b) observation du soliton [129].

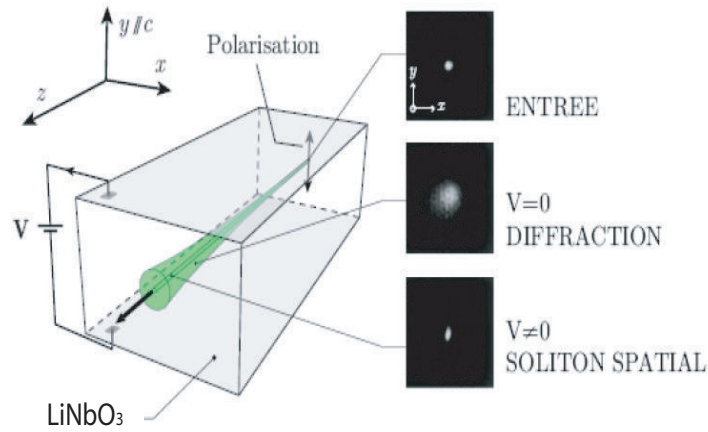


FIGURE 1.17 – Observation expérimentale de la formation d'un soliton brillant 2-D sous un champ appliqué dans le  $\text{LiNbO}_3$  [75].

linéarité par une illumination homogène du cristal. Cet éclairage uniforme du cristal permet d'ajuster la concentration de charges présentes dans le matériau. Ce fond lumineux se rajoute donc à la génération thermique des charges. Ce soliton a été démontré par Segev et al. en 1994 [133]. Ce type de soliton, comme pour le soliton quasi-établi, peut-être obtenu par écrantage d'un champ externe appliqué<sup>3</sup>. Il est parfois nommé so-

<sup>3</sup>L'écrantage du champ électrique consiste en l'atténuation localement du champ électrique externe par le champ par le champ de charge d'espace induit par les porteurs de charge électrique mobiles au sein d'un matériau.

liten écran [134–137]. Ces solitons ont été largement étudiés. Ils peuvent être formés en configuration 1-D et 2-D, brillant et noir. Le matériau le plus utilisé pour leur formation est le niobate de barium strontium (SBN) [134] mais il a également été démontré dans certains semi-conducteurs (InP) [138, 139], dans des milieux centro-symétriques [140, 141] ou encore dans le titanate de baryum ( $BaTiO_3$ ) [142].

Certains matériaux non-centrosymétriques, tel que le  $LiNbO_3$ , exhibent un effet photovoltaïque qui peut permettre de former un soliton appelé le soliton photovoltaïque ce qui évite l'application d'un champ électrique externe.

#### 1.2.3.3.4 Soliton photovoltaïque

L'effet photovoltaïque existe dans certains milieux photoréfractifs non-centrosymétriques ( $BaTiO_3$ ,  $LiTaO_3$ ,  $LiNbO_3$ , ... etc) [143]. Si ces milieux sont également photoréfractifs alors les charges photogénérées se déplacent sous l'influence du courant photovoltaïque qui rend inutile l'application d'un champ électrique. Dans ce cas, le changement d'indice non-linéaire, nécessaire à l'autofocalisation, est provoqué par ce courant photovoltaïque qui présente un aspect tensoriel. Le choix de la polarisation du faisceau lumineux est donc très important afin de former un soliton. Il est important de noter que la majorité des matériaux présentant ces propriétés sont de nature défocalisants.

Les solitons photovoltaïques ont été étudiés théoriquement en 1994 [144], puis expérimentalement en 1995 [145]. À titre d'exemple, nous pouvons citer, la formation de solitons noirs dans le  $LiNbO_3$  (en raison du courant photovoltaïque qui donne un effet défocalisant dans ce matériau) [74, 146] et la formation de solitons brillants par She et al. en 1999 dans le  $Cu : KNSBN$  [147].

#### 1.2.3.3.5 Soliton discret photoréfractif (soliton de gap)

Un autre type de soliton appelé soliton discret propage dans un milieu photoréfractif. L'existence de ce type de soliton réclame un réseau périodique photoinduit à l'aide de l'effet photoréfractif. À titre d'exemple, nous pouvons citer, les travaux effectués dans la première bande de la zone de Brillouin où la diffraction normale est compensée par une nonlinéarité focalisante [119] et pareillement au bord de la première bande où la diffraction est anormale qui peut être équilibrée par une nonlinéarité défocalisante donnant naissance aux solitons spatiaux discrets de gap [148].

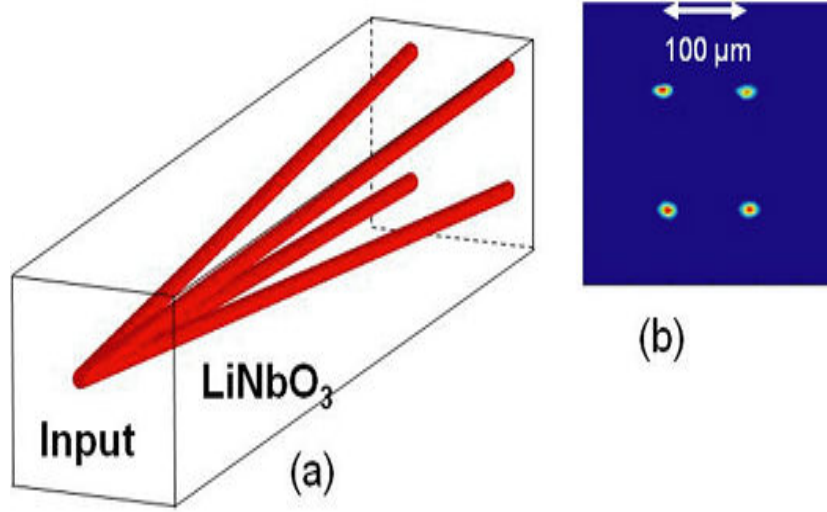


FIGURE 1.18 – Schéma de principe (a) d’une jonction **1** vers **4** générée par solitons brillants dans le  $\text{LiNbO}_3$ . (b) résultat expérimental observé en sortie de la jonction **1** vers **4** [149].

Ces solitons spatiaux constituent une technique de formation qui peut-être utilisée pour fabriquer des composants photo-induits. Ces travaux sont basés sur les solitons photoréfractifs car ils laissent place à des guides mémorisés. Ainsi, des dispositifs basés sur les guides photo-induits par les solitons spatiaux photoréfractifs ont été démontrés. Il s’agit aussi bien de composants actifs que de composants passifs.

Pour ce qui concerne les composants passifs, plusieurs travaux ont été réalisés tels que : des structure guidantes qui comportent des virages à  $90^\circ$  [150], des guides courbes [151], ou encore des jonctions **1** vers **4** [149, 152] comme le montre la figure 1.18. Des travaux préliminaires ont également effectués pour les circuits actifs de doublage de fréquence [153] ou dans les lasers [154].

### 1.3 Objectifs de mon travail

Dans mon travail de thèse, je m’intéresse à la création de composants d’optique guidée au cœur du  $\text{LiNbO}_3$  comme schématisé sur la figure 1.19.

Ces composants seront fabriqués par la technologie simple et à bas coût qu’est la technique des guides photo-induits par faisceau autofocalisé par effet pyroélectrique.

Dans un premier temps, nous avons fabriqué des guides adiabatiques, où l’autofocalisa-

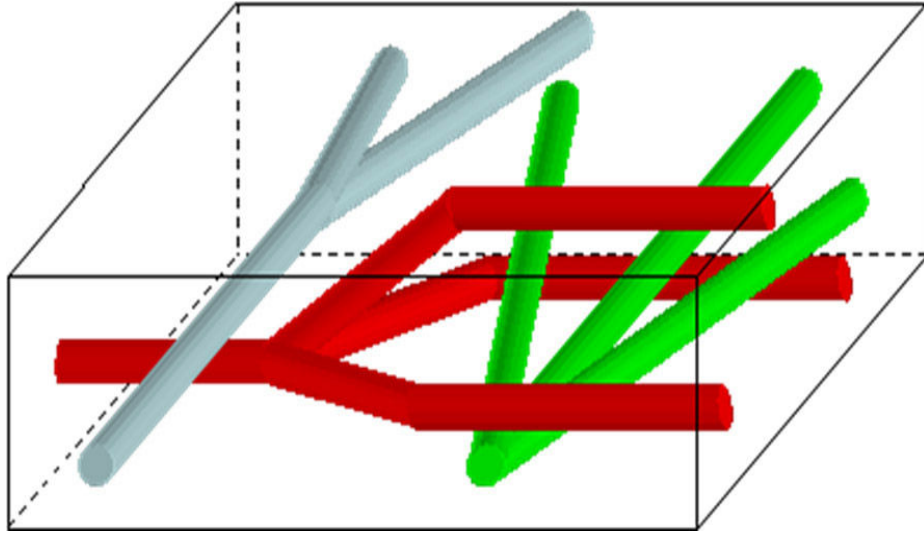


FIGURE 1.19 – Représentation schématique d'un composant en optique intégrée 3-D.

tion de faisceaux se fait dans un milieu présentant une nonlinéarité variable au cours de la propagation. Par la suite, nous étudions le comportement d'un faisceau autofocalisé traversant un canal micro-fluidique. Nous utilisons ensuite les guides photo-induits pour fabriquer un capteur optofluidique intégré sur  $LiNbO_3$ . Finalement, nous exploitons le cas d'un canal incliné par rapport à la direction de propagation dans le but de réaliser un dispositif de séparation de la polarisation optique en optique guidée.

Le chapitre suivant est consacré à la description des propriétés clefs du  $LiNbO_3$ , notamment l'effet photoréfractif associé à l'effet pyroélectrique qui permet l'observation de l'autofocalisation, au cœur de nos travaux.

## Chapitre 2

# Notions de base sur l'effet photoréfractif et l'autofocalisation

Dans ce chapitre, nous présentons en premier lieu les motivations du choix du niobate de lithium ( $LiNbO_3$ ), en l'occurrence ses caractéristiques plus précisément l'effet électro-optique, l'effet pyroélectrique ainsi que l'effet photovoltaïque. Ensuite, nous présentons l'effet photoréfractif en général et en particulier dans le  $LiNbO_3$ . Enfin, nous expliquons en détails le concept de l'autofocalisation qui constitue le fondement théorique au cœur de mes travaux de thèse.

## 2.1 Le matériau

Le  $LiNbO_3$  avec ses diverses caractéristiques se présente comme un excellent candidat pour la photonique, ainsi il permet notamment de répondre à l'exigence actuelle et future dans le domaine des télécoms. À ce jour, ses applications et ses perspectives sont nombreuses. Ce cristal permet la réalisation de composants clefs pour l'optique moderne tels que les modulateurs électro-optiques [155], les composants à bandes interdites [156], les nano-cavités [157], les guides d'onde de surface [148] et récemment les guides d'onde 2-D induites au cœur de ce dernier.

Dans le cadre de mes études, j'ai choisi comme matériau de base le  $LiNbO_3$ , non seulement

pour exploiter ses nombreuses propriétés mais aussi en raison des études prometteuses sur la fabrication de guides d'ondes optiques par faisceau autofocalisé. Ce matériau est chimiquement très stable à température ambiante, peu sensible à l'humidité, et suffisamment dur pour être manipulé facilement.

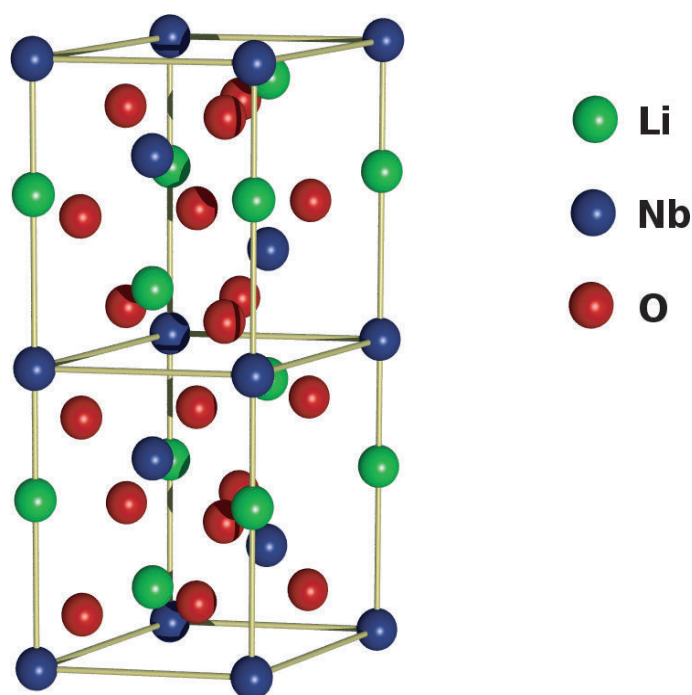


FIGURE 2.1 – Structure cristalline du  $\text{LiNbO}_3$  [158].

C'est un matériau qui possède à la fois d'excellentes qualités optiques [159], il est transparent aux longueurs d'ondes entre 350 nm et 5200 nm. La structure cristalline du  $\text{LiNbO}_3$  est trigonale de classe **3m** du groupe spatial de symétrie rhomboédrique **R3C** (figure 2.1), il est uniaxe. De plus, sa structure cristalline ne possède pas de centre d'inversion, ce qui engendre d'importantes propriétés, comme l'effet électro-optique. Le  $\text{LiNbO}_3$  a des propriétés ferroélectriques en dessous de sa température de Curie de 1150° ainsi il a une polarisation spontanée à température ambiante, ce qui est de toute première importance pour ses propriétés photoréfractives. En outre, il possède plusieurs effets tels que : l'effet piézoélectrique, l'effet électro-optique, l'effet non linéaire d'ordre deux, l'effet photovoltaïque ou encore l'effet pyroélectrique.

Le processus de croissance établi par Czochralski [160] permet de synthétiser différentes compositions de  $\text{LiNbO}_3$ . Ces compositions dépendent essentiellement de la concentration de lithium (Li) et de niobate (Nb) dans le matériau et aussi des défauts et des impuretés



dans la structure cristalline du matériau. La composition stœchiométrique correspond à une concentration de 50% de lithium et 50% de niobate, mais cette composition n'est pas la plus simple à réaliser. La composition la plus courante est de type congruente où la concentration de lithium varie entre 48,35% et 48,68% [161], elle est la plus utilisée.

Le  $LiNbO_3$  est un matériau anisotrope qui se caractérise par un indice extraordinaire ( $n_e$ ) vu par une polarisation optique selon l'axe  $\vec{C}$  et un indice ordinaire ( $n_o$ ) vu par une polarisation perpendiculaire à l'axe  $\vec{C}$ . C'est donc un matériau biréfringent ( $\Delta n = n_o - n_e$ ). Les valeurs des indices ordinaires et extraordinaires dépendent de la composition du cristal et de la longueur d'onde de travail.

Dans la suite, nous présentons quelques propriétés du  $LiNbO_3$  clefs pour notre travail. Nous détaillons en particulier l'effet électro-optique, l'effet pyroélectrique ainsi que l'effet photoréfractif qui sont les propriétés exploitées pour la réalisation de guides photo-induits qui sont la base des composants réalisés dans cette thèse.

## 2.2 Effet électro-optique

Un matériau électro-optique est un matériau qui permet le couplage entre un champ électrique basse fréquence et un champ optique. L'effet électro-optique permet d'induire une variation d'indice à l'aide d'un champ électrique. Deux cas sont possibles, le premier consiste à appliquer un champ électrique pour induire directement une variation d'indice, comme l'effet Kerr électrique et l'effet Pockels, le deuxième cas consiste à appliquer un champ électrique afin de générer un second effet permettant la modification d'indice comme dans l'effet Franz-Keldysh [162]. Il est important de noter que notre configuration repose sur l'effet électro-optique linéaire (effet Pockels). L'effet Pockels se caractérise par une modification de l'indice de réfraction proportionnel au champ électrique appliqué. Cet effet est lié au fait que le  $LiNbO_3$  possède une susceptibilité non linéaire du second ordre ( $\chi^2$ ). Cette susceptibilité permet non seulement l'amplification paramétrique et la génération du second harmonique, mais elle permet aussi l'auto-focalisation par effet photoréfractif.

Notons que le  $LiNbO_3$  exhibe également une susceptibilité non linéaire d'ordre **3** qui est très faible et est donc peu utilisée. Cependant, il est envisageable avec la susceptibilité  $\chi^3$  de faire de la génération du troisième harmonique [163], d'utiliser l'effet Kerr [164] ou

encore l'effet Raman [165]. Dans notre cas, nous nous sommes basés sur l'effet non linéaire de la susceptibilité d'ordre 2.

Nous déduisons que la relation entre l'effet électro-optique linéaire (effet Pockels) et la susceptibilité non-linéaire du second ordre limite l'effet électro optique linéaire aux matériaux non-centrosymétrique où  $\chi_{ijk} \neq 0$ . Dans les milieux centrosymétriques, la variation d'indice de réfraction est proportionnelle au carré du champ électrique statique appliqué (effet Kerr électrique).

À partir de la définition de l'effet électro optique linéaire, la variation d'indice est donnée sous la forme suivante :

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = \sum r_{ijk} E_k \quad (2.1)$$

Où  $r_{ijk}$  représente les éléments du tenseur électro-optique et  $E_k$  sont les composantes du champ électrique ( $E_x, E_y, E_z$ ).

Concernant le  $LiNbO_3$ , le tenseur électro-optique peut être simplifié grâce aux symétries de la maille cristalline. Ainsi, certaines composantes du tenseur peuvent être nulles ou égales à d'autres composantes. Comme le  $LiNbO_3$  est un cristal trigonale de classe 3m (symétrie trigonale) [166] et en considérant l'axe z comme l'axe optique  $\vec{C}$  du cristal dans le repère principal xyz, les coefficients électro-optiques du  $LiNbO_3$   $r_{ij}$  sont donc donnés par :

$$(r_{ij}) = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Avec la notation  $ii=1, jj=2, kk=3, jk=kj=4, ik=ki=5, ij=ji=6$ .

Nous constatons que l'effet Pockels dans les milieux appartenant à cette classe cristalline, se caractérise par quatre coefficients électro-optiques  $r_{13} = 10pm/V$ ,  $r_{33} = 32,2pm/V$ ,  $r_{22} = 6,7pm/V$  et  $r_{51} = 32,6pm/V$  [167].

---

On peut exprimer la variation de l'indice de réfraction en fonction du champ électrique appliqué  $\vec{E}$  :

$$\begin{pmatrix} \Delta(\frac{1}{n^2})_1 \\ \Delta(\frac{1}{n^2})_2 \\ \Delta(\frac{1}{n^2})_3 \\ \Delta(\frac{1}{n^2})_4 \\ \Delta(\frac{1}{n^2})_5 \\ \Delta(\frac{1}{n^2})_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Ainsi, on a par exemple  $\Delta(\frac{1}{n^2})_1 = (0)E_x + r_{22}E_y + r_{13}E_z$ . Dans le système d'axes propres (Ox,Oy,Oz), le champ électrique appliqué déforme l'ellipsoïde des indices en introduisant des termes croisés. Nous pouvons en déduire l'expression de l'ellipsoïde des indices du  $LiNbO_3$  en fonction des composantes du champ électrique  $\vec{E}$ .

$$\begin{aligned} & \left( \frac{1}{n_o^2} r_{13} E_z + r_{22} E_y \right) x^2 + \left( \frac{1}{n_o^2} + r_{13} E_z + r_{22} E_y \right) y^2 \\ & + \left( \frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_z \right) z^2 + 2r_{51} E_y y z + 2r_{51} E_x x z - 2r_{22} E_x x y = 1 \end{aligned} \quad (2.4)$$

Où x,y,z sont bien les coordonnées des points appartenant d'une ellipsoïde. À partir de cette équation, nous remarquons que les termes croisés indiquent que les axes principaux de l'ellipsoïde des indices ne correspondent plus aux axes cristallographiques principaux du cristal (Z//C).

Certaines configurations expérimentales sont plus favorables. Ces configurations correspondant à des directions particulièrement du champ électrique appliqué. Nous avons trouvé que la configuration expérimentale la plus avantageuse dans notre travail consiste à appliquer un champ suivant l'axe optique  $\vec{C}$ , donc  $E_z = E(0)$  et  $E_x = E_y = 0$ .

Dans ce cas, le milieu devient uniaxial et l'indice extraordinaire est associé au coefficient électro-optique le plus fort ( $r_{33} = 32.2 pm/V$ ) et l'indice ordinaire est associé au coefficient électro-optique  $r_{13} = 10 pm/V$ . Les variations d'indice, ordinaire  $\Delta n_o$  et extraordinaire  $\Delta n_e$  induites par un champ appliqué  $E_0//Z$  sont données par :

$$\left. \begin{aligned} \Delta n_o &= -\frac{1}{2}n_o^3 r_{13} E_0 \\ \Delta n_e &= -\frac{1}{2}n_e^3 r_{33} E_0 \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

L'effet électro-optique est donc environ trois fois plus fort en polarisation extraordinaire qu'en polarisation ordinaire. Le coefficient  $r_{33}$  associé à la polarisation extraordinaire étant trois fois plus fort que le coefficient  $r_{13}$  associé à la polarisation ordinaire, alors que les indices  $n_o$  et  $n_e$  diffèrent peu.

En revanche, l'application d'un champ électrique selon l'axe Y du cristal ( $Y \perp C$ ) rend le milieu biaxe. Par ailleurs, les variations d'indice obtenue dans le cas d'application un champ selon l'axe Y donne des variations d'indice insuffisant pour former un guide d'onde.

## 2.3 Effet pyroélectrique

### 2.3.1 Historique

L'effet pyroélectrique a été observé pour la première fois en 314 dans la tourmaline (matériau minéral naturel) par le philosophe grec (Theophraste). Il a remarqué que la tourmaline attire des brins de paille et de cendre lorsqu'il est chauffé. Il a fallu attendre les années 1977 pour que Johann Schmidt [168] explique les propriétés pyroélectriques de la tourmaline. Dix ans plus tard, Louis Lemery décrit par hasard la pyroélectricité connue sous le nom d'électrothermie ou électro-calorie [169]. D'autres études ont montré que cet effet existe aussi bien dans les tissus des plantes [170] que dans les tendons et les os [171]. Le mot «pyroélectrique» a été énoncé pour la première fois par Brewster en 1824. Dans les années 1878 – 1897, W. Thomson et Voigt ont expliqué la théorie de l'effet pyroélectrique. Dans les années 1921 et 1928, Born a développé de manière plus théorique l'effet pyroélectrique en se basant sur la structure de la maille cristalline.

### 2.3.2 Définition et Principe

En se référant à la classification des cristaux [172], on peut dire que pour qu'un cristal soit pyroélectrique il faut qu'il soit ferroélectrique. Il est important de noter que tout matériau pyroélectrique est piézoélectrique, mais le contraire n'est pas toujours vrai. La ferroélectricité est définie comme étant la propriété de certains matériaux ( $PbTiO_3$ ,  $BaTiO_3$ ,  $LiNbO_3$ ,  $\dots$ ) à posséder une polarisation spontanée permanente. En général, les matériaux ferroélectriques se caractérisent essentiellement par : la polarisation spontanée, la forte constante diélectrique, la polarisation rémanente et le champ coercitif [173]. Ces matériaux ouvrent un large éventail d'applications comme par exemple le doublage de fréquence, les capteurs IR pyroélectrique, l'effet piézoélectrique pour des filtres RF (Radio-Fréquence) ainsi que l'effet électro-optique pour la réalisation de modulateurs électro-optiques.

Dans un matériau tel que le  $LiNbO_3$ , la polarisation spontanée est présentée comme étant la somme de moments dipolaires intégrés dans le volume du cristal. Cette polarisation dirigée suivant l'axe cristallographique  $\vec{C}$ , peut être modifiée en changeant la température du cristal, c'est le principe physique lié à l'effet pyroélectrique. Notre étude consiste alors à faire varier la température au sein de l'échantillon de  $LiNbO_3$  afin d'exploiter cet effet pyroélectrique pour générer un champ pyroélectrique  $\vec{E}_{py}$ .

L'effet pyroélectrique est donc un effet qui permet de générer de l'électricité par la chaleur. Il est défini comme étant la capacité de certains matériaux à générer une tension temporaire ou un courant électrique appelé courant pyroélectrique. Ces effets sont présents entre certaines faces du cristal lorsque celui-ci est chauffé ou refroidi. Le changement de température modifie légèrement la position des atomes au sein de la structure cristalline, est induit donc une variation de la polarisation spontanée ( $p_s$ ). Cet effet est caractérisé par son coefficient pyroélectrique  $P$  [174, 175]. En effet, lorsque nous changeons la température du  $LiNbO_3$  de  $\Delta T$  par rapport à la température ambiante, un déplacement relatif des atomes de lithium et de niobium par rapport à la couche d'atomes d'oxygène apparaît. C'est ce déplacement entre les atomes qui génère une variation de la polarisation spontanée ( $p_s$ ) [176]. La relation entre le coefficient pyroélectrique, la polarisation spontanée et la variation de température est donnée par :

$$P = \frac{\partial p_s}{\partial T} \quad (2.6)$$

Où  $P$  est exprimé en  $Cm^{-2}.K^{-1}$ .

Dans la suite, nous utilisons un changement de température du  $LiNbO_3$  de quelques degrés afin d'induire un champ interne par effet pyroélectrique. Cette méthode a été mise au point pour générer des solitons spatiaux pyroélectriques photoréfractifs (appelé pyroliton) [177].

À l'équilibre (température ambiante), des charges libres de surface compensent la polarisation spontanée du matériau et le champ interne est alors nul ( $E_{py} = 0$ ). Cependant, si une variation de température du cristal se produit, ces charges libres ne compensent pas instantanément la variation de polarisation. Dans ce cas, nous pouvons alors déduire l'amplitude du champ pyroélectrique  $\Delta E_{py}$  généré [176] qui est donné par :

$$E_{py} = -\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r} P \Delta T \quad (2.7)$$

Où  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_r$  sont la permittivité du vide et la permittivité relative du  $LiNbO_3$  respectivement,  $\Delta T$  est le changement de température du cristal par rapport à la température initiale d'équilibre,  $P_i$  est le coefficient pyroélectrique du  $LiNbO_3$ . Autour de la température de  $20^\circ C$  ce coefficient :  $P = -6 \times 10^{-5} Cm^{-2} K^{-1}$  [177].

Ce phénomène est présenté lorsque le cristal est dans la phase ferroélectrique qui est limitée par la température de Curie ( $T < T_c = 1210^\circ C$ ). Dans cette phase la polarisation spontanée diminue lorsque la température augmente. En revanche, si la température est supérieure à la température de Curie ( $T_c$ ) alors le cristal est dans une phase paraélectrique et il est non polaire, c'est à dire que la polarisation spontanée est absente.

Nous pouvons déduire à partir de l'équation 2.7 que le  $LiNbO_3$  peut permettre la génération d'un champ pyroélectrique intense. Par exemple, pour une variation de température par rapport à la température ambiante de  $\Delta T = 10^\circ C$  le champ pyroélectrique présent dans le cristal vaut  $E_{py} = 21 kV/cm$ . Ce champ reste en place dans le matériau de quelques heures à quelques jours en fonction de divers critères. Le champ pyroélectrique dans le cristal peut-être compensé par des charges libres provenant d'un courant interne, dans ce cas le temps de relaxation dépend de la conductivité du matériau. D'autre part, l'ionisation des charges entourant le matériau [178, 179] peut également être à l'origine de

la disparition progressive du champ pyroélectrique. Dans ce cas, les propriétés du milieu entourant le cristal sont un facteur déterminant.

## 2.4 Effet photovoltaïque

L'effet photovoltaïque a été découvert par Alexandre Becquerel en 1839. Cet effet cause des dommages optiques dans certains matériaux comme le  $LiNbO_3$  [147, 180]. Une étude a été réalisée par Lines [181] afin de réduire l'effet de dommage produit par l'effet photovoltaïque.

L'effet photovoltaïque est caractérisé par un courant ou d'une tension électrique photo induit [182]. Dans le cas du  $LiNbO_3$ , ce courant entraîne le déplacement de charges libres principalement dans la direction de l'axe  $\vec{C}$ , ce courant, nommé courant photovoltaïque  $J_{ph}$  [182], est proportionnel d'une part à l'intensité lumineuse  $I_{em}$  du champ électromagnétique et d'autre part à la densité d'électrons disponibles sur le centre donneur profond. La densité du courant photovoltaïque est décrite par la relation suivante [182] :

$$[J_{ph}]_i = (N_D - N_D^+) \sum_{jk} [\beta_{ph}]_{ijk} I_{em} e_j e_k^* \quad (2.8)$$

Où  $N_D^+$  est la densité de donneurs ionisés,  $N_D$  est la densité totale de donneurs,  $[\beta_{ph}]$  est le tenseur photovoltaïque <sup>1</sup>,  $e_j$  et  $e_k^*$  sont les vecteurs unitaires de la polarisation linéaire de la lumière. Pour le  $LiNbO_3$ , les composantes non nulles de ce tenseur sont :

$$[\beta_{ph}]_{ijk} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \beta_{15} & \beta_{22} \\ -\beta_{22} & \beta_{22} & 0 & \beta_{15} & 0 & 0 \\ \beta_{31} & \beta_{31} & \beta_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Nous constatons qu'il existe **8** coefficients non nuls.

En remplaçant le tenseur (équation 2.9) par son expression dans l'équation (2.8), nous

---

<sup>1</sup>Ce tenseur est symétrique d'ordre **3** responsable de l'effet photovoltaïque pour des polarisations linéaires

---

pouvons déterminer la densité de courant photovoltaïque  $J_{ph}$  en fonction de composantes de polarisation.

$$[J_{ph}]_i = (N_D - N_D^+) I_{em} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \beta_{15} & \beta_{22} \\ -\beta_{22} & \beta_{22} & 0 & \beta_{15} & 0 & 0 \\ \beta_{31} & \beta_{31} & \beta_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e_x^2 \\ e_y^2 \\ e_z^2 \\ 2e_z e_y \\ 2e_z e_x \\ 2e_x e_y \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

Si on considère une polarisation parallèle à l'axe  $\vec{C}$ , la densité de courant photovoltaïque peut alors s'écrire :

$$J_{phz} = (N_D - N_D^+) \beta_{33} I_{em} \quad (2.11)$$

Alors que pour une polarisation ordinaire perpendiculaire à l'axe  $\vec{C}$ , la densité de courant photovoltaïque est donné par :

$$J_{phy} = (N_D - N_D^+) \beta_{22} I_{em} + (N_D - N_D^+) \beta_{31} I_{em} \quad (2.12)$$

Le champ photovoltaïque généré dans un cristal sous une illumination uniforme est donné par l'expression suivante [75] :

$$E_{ph} = -\frac{\beta_{ph} \gamma N_A}{e \mu S} \quad (2.13)$$

Où  $\beta_{ph}$  est le coefficient photovoltaïque,  $N_A$  la concentration d'accepteurs,  $\gamma$  le coefficient de recombinaison,  $S$  la section efficace de photo-excitation du centre profond,  $e$  et  $\mu$  sont respectivement la charge et la mobilité des électrons. La direction de ce champ  $E_{ph}$  est dirigé selon l'axe  $+C$ , en rappelant que le coefficient  $\beta_{ph}$  du  $LiNbO_3$  est négatif.

Le courant photovoltaïque est majoritairement dirigée selon l'axe  $\vec{C}$  quelque soit la direction de la polarisation de la lumière. Ceci est lié directement au fait que le coefficient  $\beta_{22}$



dans le  $LiNbO_3$  est très faible devant les coefficients  $\beta_{31}$  et  $\beta_{33}$ .

Enfin, dans le  $LiNbO_3$ , le champ photovoltaïque engendre une baisse d'indice par effet électro-optique [74, 146]. Une étude a été réalisée dans notre laboratoire, pour comprendre l'évolution du champ photovoltaïque en fonction de l'intensité lumineuse dans deux compositions de  $LiNbO_3$  (congruent et stœchiométrique) [176].

L'effet photovoltaïque dans le  $LiNbO_3$  a des conséquences importantes pour la réponse photoréfractive du matériau. C'est d'ailleurs cet effet qui est à l'origine de la découverte de l'effet photoréfractif [183].

## 2.5 Effet photoréfractif

### 2.5.1 Histoire et principe

L'effet photoréfractif a été reporté pour la première fois par Ashkin en 1966 [125, 184] lors d'une expérience sur le doublage de fréquence dans les cristaux de  $LiNbO_3$  dans les laboratoires Bell, aux Etats-Unis. L'effet photoréfractif se manifeste dans de nombreux matériaux tels que : les sélénites ( $Bi_{12}SiO_{20}$ ), les matériaux ferroélectriques ( $BaTiO_3$ ,  $KNbO_3$ ,  $\dots$ ,  $LiNbO_3$ ), et également dans les semi-conducteurs (GaAs, InP, CdTe). Ces matériaux photoréfractifs présentent un fort intérêt en raison de leur sensibilité élevée à faible intensité dans une large bande spectrale.

Par ailleurs, l'effet photoréfractif est un effet non linéaire particulier. Il produit une modification de l'indice de réfraction sous un éclairage du matériau. Cette modification est mémorisée même en l'absence d'éclairage [125, 126]. Les causes principales de l'effet photoréfractif dans les matériaux sont associées à deux mécanismes complémentaires : l'effet photo-électrique (génération des électrons ou des trous dans un matériau lorsque celui-ci est exposé à la lumière) et l'effet électro-optique (Effet Pockels).

Le mécanisme de l'effet photoréfractif se décompose en plusieurs phases : la photogénération de charges libres (électrons ou trous), le déplacement de ces charges libres et leur recombinaison qui crée un champ de charge d'espace engendrant une variation d'indice par effet électro-optique.

Dans ces matériaux, les centres ionisables sont liés à des défauts cristallins ou des impuretés présents dans la maille, comme c'est le cas pour le platine (Pt), le plomb (Pb),

l'hydrogène (H) ou encore le fer (Fe). Dans le cas du  $LiNbO_3$  l'existence de l'effet photoréfractif est liée à la présence d'atomes de fer ( $Fe^{+2}$  et  $Fe^{+3}$ ) qui se situent un niveau d'énergie de 2.5 eV de la bande de conduction [185] format ainsi un centre profond. Les ions  $Fe^{+2}$  et  $Fe^{+3}$  occupent des sites niobium. Ceux-ci sont détectables par résonance paramagnétique électronique [186]. D'autre part, l'existence des centres polarons dans le  $LiNbO_3$  constitue un autre centre profond qui participe à l'effet photoréfractif. Les polarons sont des porteurs de charges occupant un état localisé dû au déplacement des atomes par rapport à leur position d'équilibre. Ces polarons peuvent être des polarons libres (les atomes niobium qui occupent les sites niobium) ou des polarons liés (les atomes de niobium qui occupent les sites lithium). L'activation des centres polarons dans le  $LiNbO_3$  nécessite des hautes intensités ( $I > 10^6 W/m^2$ ) [187]. Dans notre cas, il est important de noter que le centre fer est plus important et est dominant par l'effet photoréfractif car nous travaillons à faible intensité ( $I < 10^6 W/m^2$ ) [188].

Par conséquent, Il existe deux modèles de transport des charges, qui dépendent de l'intensité lumineuse. Le modèle de base considère un seul centre actif qui est valable pour de faibles intensités [188–190] (figure 2.2). Le second est le modèle à deux centres actifs pour des hautes intensités. Le comportement de l'effet photoréfractif à hautes intensités peut-être observé en utilisant un laser impulsionnel [187, 191].

## 2.5.2 Caractéristiques de l'effet photoréfractif

L'effet photoréfractif est caractérisé par une sensibilité à faible intensité lumineuse (de quelques  $mW/cm^2$  [126, 192]), un temps de réponse assez long et un effet mémoire. L'effet photoréfractif a fait l'objet de recherches intenses, c'est le cas par exemple de l'obtention de la conjugaison de phase par Fisher [130], ou encore dans le domaine de l'holographie [131]. Récemment, il a été exploité dans la technique de photoinduction de guides d'onde dans des matériaux photoréfractifs [132, 189, 193].

Détaillons ici les différents mécanismes qui donnent naissance à l'effet photoréfractif. Si on éclaire un milieu photoréfractif de façon inhomogène avec un laser focalisé par exemple (figure 2.2-a), des électrons et/ou des trous sont générés par ionisation des centres profonds (figure 2.2-b). Ces charges libres migrent dans le matériau et peuvent se recombiner vers d'autres profonds libres pour créer une distribution de charges. Cette

inhomogénéité spatiale de charges donne naissance à un champ électrique appelé champ de charge d'espace. Ce champ donne finalement une modification d'indice de réfraction via l'effet électro-optique linéaire (effet Pockels).

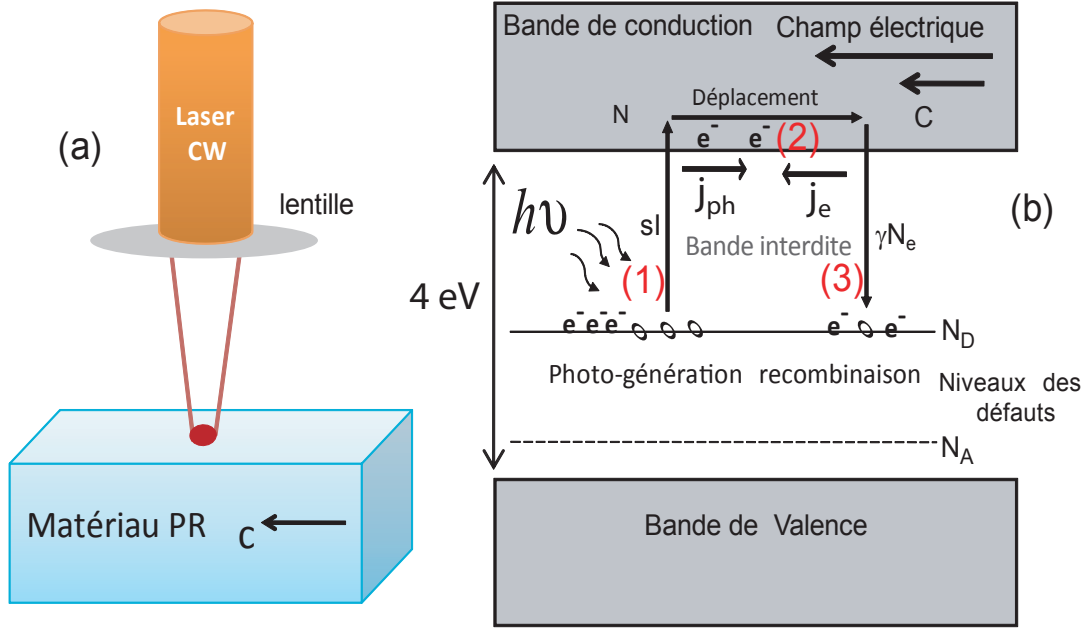


FIGURE 2.2 – Mécanismes donnant naissance à l'effet photoréfractif pour une modèle à un centre profond (b) lorsqu'un matériau photoréfractif éclairé localement (a).

La figure 2.2-b résume les trois phases principales de l'effet photoréfractif (photo-génération, déplacement, recombinaison) pour un seul type de porteurs (électrons) et un seul centre donneurs  $N_D$ . Le déplacement des charges dans la bande de conduction se fait via trois mécanismes de transport. Le premier est la diffusion des porteurs due au mouvement Brownien dépendant des concentrations inhomogènes. Le deuxième est dû au courant photovoltaïque. Cet effet est important dans le  $LiNbO_3$ . Le troisième est un courant d'entraînement provoqué par un champ électrique externe ou pyroélectrique. Le sens et les amplitudes des ces champs électriques déterminent le sens du courant total dans le matériau. Les charges photo-induites vont alors migrer vers les zones non éclairées du matériau donnant ainsi une répartition inhomogène des charges qui donne naissance à un champ de charge d'espace ( $\vec{E}_{sc}$ ) local. La variation d'indice induite est proportionnelle au champ  $\vec{E}_{sc}$ . Il est important de noter que le mécanisme de diffusion est négligeable en général en comparaison du courant d'entraînement et du courant photovoltaïque.

### 2.5.3 Équation de l'effet photoréfractif

Les premières équations mathématiques qui décrivent l'effet photoréfractif ont été établies par Kukharev et al. en 1979 [194, 195]. Elles considèrent un seul centre profond et un type de porteurs (électrons) générés soit optiquement soit thermiquement dont la densité dans la bande de conduction est  $N_e$  [192]. Une partie des donneurs  $N_D$  sont initialement ionisés en raison de la présence de centres d'accepteurs  $N_A$  ( $N_A \ll N_D$ ) qui sont ionisés en intégralité et à tout instant. Ces accepteurs captent les électrons provenant des donneurs ionisés (concentration initiale  $N_D^+$ ).

En d'autres termes, l'illumination du  $LiNbO_3$  par une onde du spectre visible est absorbée dans le milieu. Cette absorption se traduit par la génération d'électrons et donc une augmentation de la densité de donneurs ionisés  $N_D^+$ . Cette densité d'électrons photogénérées à partir des centres profonds ( $N_D$ ) diminue par recombinaison de ceci sur les centres profonds ionisés ( $N_D^+$ ).

Si  $S$  est la section efficace de photo-excitation du centre profond,  $\gamma$  le coefficient de recombinaison et  $N_e$  est la densité d'électrons dans la bande de conduction, nous pouvons exprimer l'équation qui décrit la variation de densité de donneurs  $N_D^+$  en fonction de l'intensité  $I$  par :

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = S(I + I_d)(N_D - N_D^+) - \gamma N_e N_D^+ \quad (2.14)$$

On défini ici  $I_d$  l'intensité d'obscurité donnée par la relation  $I_d = \frac{\beta}{S}$ , où  $\beta$  est le taux d'excitation thermique. Cette intensité d'obscurité  $I_d$  dans le  $LiNbO_3$  est d'ordre  $mW/cm^2$ . Le contrôle de  $I_d$  se fait soit par un éclairage de fond ou par augmentation de la température. L'intensité d'obscurité  $I_d$  prend un rôle très important pour contrôler l'autofocalisation, ainsi que l'effet non linéaire photoréfractif dans le cas du soliton écran, en régime établi [196, 197].

Le déplacement des électrons dans la bande de conduction s'exprime par la densité de courant  $\vec{J}$  :

$$\vec{J} = \underbrace{e\mu N_e \vec{E}}_{\vec{J}_e} + \underbrace{\mu K_B T \vec{\nabla} N_e}_{\vec{J}_D} + \underbrace{\beta_{ph}(N_D - N_D^+) I \vec{c}}_{\vec{J}_{pv}} \quad (2.15)$$

$e\mu N_e \vec{E}$  représente la densité de courant par entraînement  $\vec{J}_e$  qui se produit sous l'influence d'un champ électrique,  $\mu K_B T \vec{\nabla} N_e$  décrit la migration des charges par diffusion ( $\vec{J}_D$ ) et  $\beta_{ph}(N_D - N_D^+) I \cdot \vec{c}$  décrit la migration des charges par effet photovoltaïque ( $\vec{J}_{pv}$ ). Ce courant est dans le sens opposé l'axe  $\vec{C}$  (figure 2.2).  $\vec{E}$  est le champ total dans le matériau,  $e$  et  $\mu$  sont respectivement la charge et la mobilité des électrons.  $K_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  est la température et  $\vec{\nabla}$  est l'opérateur gradient.

La distribution de charge  $\rho$  présente dans le matériau est exprimée par l'équation :

$$e(N_D^+ - N_A - N_e) = \rho \quad (2.16)$$

Le lien entre le courant et la charge est donné par :

$$\nabla \cdot \vec{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (2.17)$$

Avec  $\nabla$  est l'opérateur divergence.

Afin de calculer le champ total  $E$  dans le cristal, nous nous basons sur la loi de Poisson :

$$\rho = \nabla \cdot \{[\epsilon] \vec{E}\} \quad (2.18)$$

$[\epsilon]$  est le tenseur diélectrique du cristal. Les équations (2.14 à 2.18) forment le système d'équations de Kukhtarev. A l'aide de ces équations, le champ de charge d'espace peut-être calculé et on peut déduire l'indice de réfraction du milieu via l'effet électro-optique (équation 2.5).

## 2.6 Concept d'autofocalisation par effet pyroélectrique

Le principe physique de l'autofocalisation par effet pyroélectrique consiste à écranter le champ  $\vec{E}_{py}$  par le champ de charge d'espace ( $\vec{E}_{sc}$ ) induit par l'effet photoréfractif dans la zone d'éclairage (figure 2.3-d). Cet affaiblissement du champ  $\vec{E}_{py}$  par le champ  $\vec{E}_{sc}$  permet de créer une augmentation d'indice (2.3-e) capable de focaliser le faisceau. La figure 2.3

présente schématiquement l'autofocalisation 1-D par effet pyroélectrique dans le  $LiNbO_3$ . À l'équilibre (température ambiante) aucun champ n'est présent dans le matériau. Lorsque la température de l'échantillon augmente de quelques degrés, un champ pyroélectrique homogène ( $\vec{E}_{py} > \vec{0}$ ) dirigé suivant l'axe  $Z//C$  se met en place comme l'illustre la figure 2.3-b.

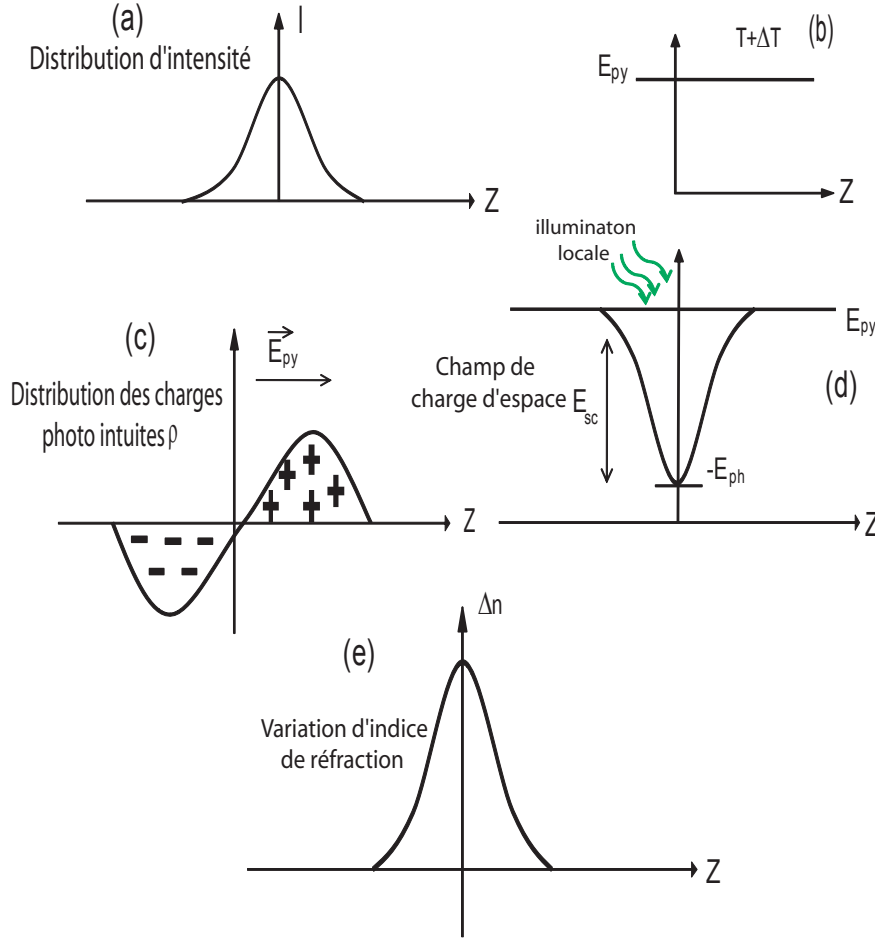


FIGURE 2.3 – Principe d'autofocalisation par effet photoréfractif contrôlé par effet pyroélectrique dans le  $LiNbO_3$ . Distribution d'intensité (a), distribution du champ pyroélectrique (b), distribution de charges (c), distribution du champ de charge d'espace (d) et distribution d'indice (e).

Lorsque le  $LiNbO_3$  est éclairé par un faisceau de profil gaussien unidimensionnel (figure 2.3-a), les charges libres (électrons) sont photo-générées et migrent dans le matériau sous l'influence du champ  $\vec{E}_{py}$ , puis sont repiégées pour donner une distribution de charges  $\rho$  (figure 2.3-c). Cette dernière va créer un champ de charge d'espace de symétrie paire qui écrante le champ  $\vec{E}_{py}$ . La valeur minimale de  $\vec{E}_{sc}$  est limitée par le champ photovoltaïque

$\vec{E}_{ph}$  (figure 2.3-d). La distribution d'indice possède un maximum au centre du faisceau ce qui explique le confinement de la lumière. Finalement, lorsque le cristal revient à sa température initiale (température ambiante) et que l'éclairement est arrêté, la variation d'indice mémorisée dans le matériau comme elle est indiquée sur la figure 2.3-e.

À ce stade, nous allons calculer la distribution de charge et le champ de charge d'espace produits par effet photoréfractif lors d'une illumination par une distribution lumineuse gaussienne 2-D. Dans le cas d'un éclairement gaussien 2-D, nous n'avons pas de solution analytique pour le champ de charge. Pour cette raison nous utilisons une résolution numérique [198, 199] des équations ((2.14) à (2.18)) dont nous allons présenter les résultats.

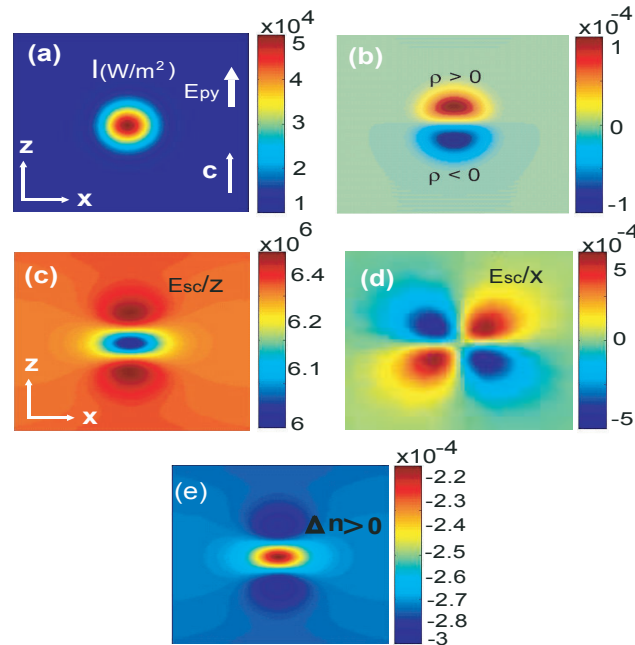


FIGURE 2.4 – Effet photoréfractif calculé dans le cas d'un éclairement gaussien (a), distribution de densités des charges (b) et composantes transverses du champ de charge d'espace  $E_{sc}$  (c, d) et modulation d'indice de réfraction (e).

Ces résultats ont obtenus en utilisant un code Matlab qui permet de calculer la propagation linéaire ou non linéaire dans un milieu (nous allons donner plus de détail dans le chapitre suivant). La figure 2.4 montre la distribution des différentes grandeurs photoréfractives au début du développement de la photo-induction par une distribution d'intensité gaussienne de  $15\mu m$  de largeur à mi-hauteur (figure 2.4-a). La figure 2.4-b présente la distribution de charges d'espace qui fait apparaître le déplacement de charges dans la direction opposée à l'axe  $\vec{C}$  sous l'influence du champ  $E_{py}$ . Les figures 2.4-c-d montrent

respectivement, les composantes du champ de charge d'espace selon l'axe Z ( $E_{sc}/Z$ ) et selon l'axe X ( $E_{sc}/X$ ). La composante  $E_{sc}/Z$  est minimale au centre du faisceau et maximale de part et d'autre du faisceau selon l'axe  $\vec{C}$ . Ce champ s'oppose au champ pyroélectrique comme le montre la figure 2.5. Cependant, la composante  $E_{sc}/X$  est antisymétrique avec quatre lobes.

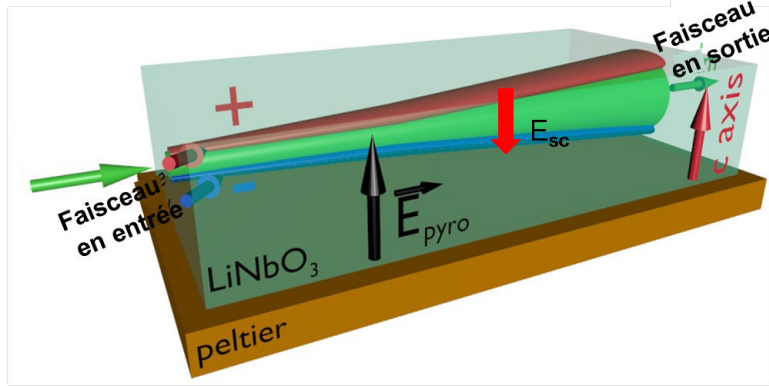


FIGURE 2.5 – Représentation schématique des charges en 3-D.

Il est important de noter que ces distributions de champ sont caractéristiques de la distribution lumineuse 2-D dans un milieu photoréfractif. La distribution de la variation d'indice est présentée sur la figure 2.4-e. Cette variation d'indice est produite par la distribution transverse du champ de charge d'espace responsable du confinement du faisceau  $E_{sc}/Z$  via l'effet électro-optique, ainsi elle est donnée par  $\Delta n = -\frac{1}{2}n^3r_{33}E_Z$ .

Nous expliquerons plus en détails le modèle numérique qui permet de modéliser l'effet photoréfractif dans le cas d'éclairement 3-D dans le chapitre qui suit.

## 2.7 Observation expérimentale de l'autofocalisation par effet pyroélectrique

Les figures 2.6-a-j décrivent un exemple d'observation de la dynamique d'autofocalisation observée en face de sortie d'un cristal de 20 mm de long lors d'une élévation de la température de  $15^\circ\text{C}$  [177], et pour une puissance en entrée de  $15\mu\text{W}$ .

Avant l'application de la température, le faisceau dont la taille d'entrée fait  $12\mu\text{m}$ ,



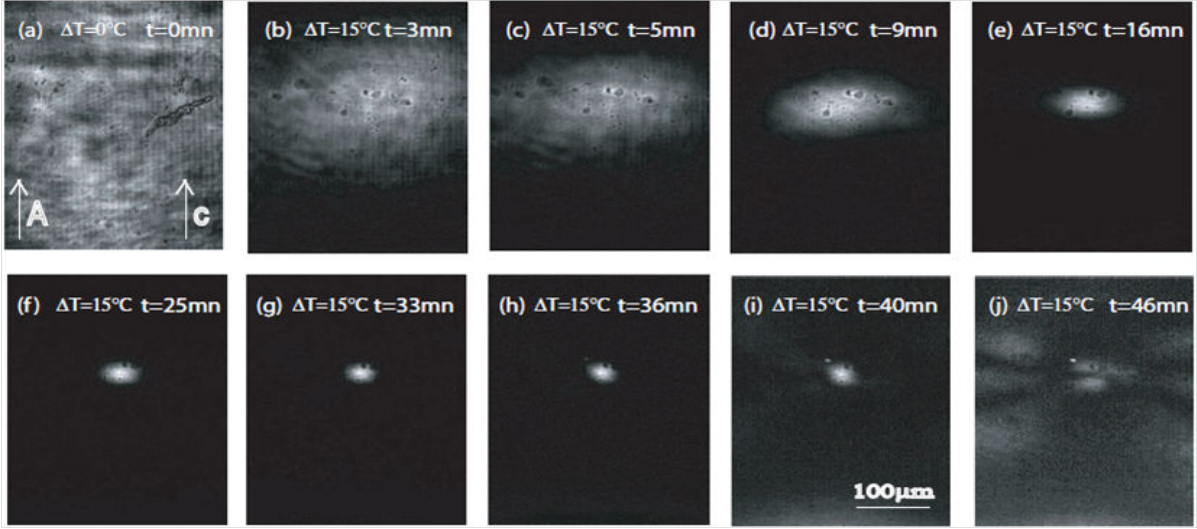


FIGURE 2.6 – Dynamique d'autofocalisation observé dans le  $\text{LiNbO}_3$  à l'aide de l'effet pyroélectrique dont la température a été augmentée de  $15^\circ\text{C}$  par rapport à la température ambiante. La taille du faisceau en entrée est égale à  $12\mu\text{m}$  (FWHM) et la puissance est égale à  $15\mu\text{W}$  [177].

diffraite en régime linéaire avec un diamètre d'environ  $300\mu\text{m}$  en sortie du cristal comme le montre la figure 2.6-a. Lorsque la température est augmentée, le faisceau commence à se focaliser. L'autofocalisation est plus rapide selon l'axe  $\vec{C}$  du cristal [200], et après quelques minutes d'exposition, la focalisation apparaît dans les deux directions transverses (figure 2.6-b-h). Si les paramètres sont bien choisis, le faisceau en sortie d'échantillon peut atteindre une forme circulaire et a une taille identique à sa taille d'entrée (figure 2.6-i). Si le processus de photoinduction se poursuit plus longtemps, le faisceau se disloque, cela est liée à une trop forte nonlinéarité (figure 2.6-j).

Dans le but de générer des composants d'optique 3-D dans le  $\text{LiNbO}_3$ , nous allons nous appuyer sur le principe de l'autofocalisation observé ci-avant dans des configurations diverses.

## 2.8 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons décrit les propriétés optiques du  $\text{LiNbO}_3$  qui nous intéresse dans ce travail de thèse. Nous avons tout d'abord détaillé l'effet électro-optique linéaire (effet Pockels), l'effet photovoltaïque ainsi que l'effet pyroélectrique. Les méca-

nismes donnant l'effet photoréfractif ont ensuite été exposés. Puis, nous avons montré le principe de l'autofocalisation via l'effet photoréfractif commandé par effet pyroélectrique.

Nous allons démontrer dans le chapitre suivant que l'effet photoréfractif associé à l'effet pyroélectrique permet de former des guides adiabatiques par autofocalisation.

# Chapitre 3

## Guide adiabatique

Dans ce chapitre, nous proposons une méthode originale pour fabriquer des guides adiabatiques, dans un cristal de  $LiNbO_3$  à l'aide de faisceaux auto-focalisés. Nous présentons le principe, ses applications, nos études expérimentales et le modèle numérique développé.

### 3.1 Introduction

Un guide adiabatique est une structure guidante spatial d'une onde optique qui peut, soit se confiner, soit s'étaler au cours de la propagation sans perte d'énergie. C'est un guide dont la largeur du mode guidé varie progressivement. Cette invention est notamment utile pour le couplage entre des composants en optique guidée. Ainsi, cela permet de coupler la lumière d'une fibre à faible ouverture numérique vers une fibre monomode dont le mode est fortement confiné. Ce dispositif permet aussi d'injecter un faisceau laser dans une fibre sans l'aide de lentilles comme l'illustre la figure 3.1. Ces composants peuvent être fabriqués dans divers matériaux comme les polymères ou les semi-conducteurs. Ils peuvent ainsi s'appliquer à des interconnexions entre composants ou dispositifs optiques sur un même circuit, comme par exemple les circuits du type PLC (PLC pour : Planar Lightwave Circuits) [93, 201, 202]. Par ailleurs, les géométries des guides optiques, rectangulaires nécessitent des adaptations géométriques en trois dimensions pour être compatibles avec

les guides cylindriques des liaisons optiques monomodes ou multimodes, telles que les fibres optiques.

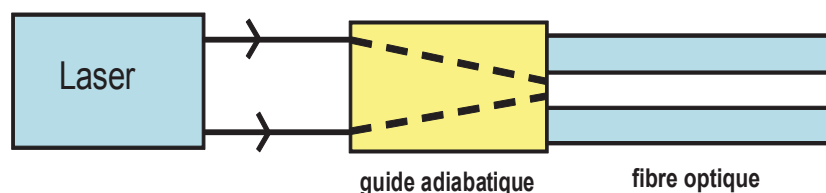


FIGURE 3.1 – Exemple d'application d'un guide adiabatique pour l'injection dans une fibre optique.

Les guides adiabatiques permettent alors d'assurer une transition optique à faibles pertes entre des composants ou des dispositifs optiques actifs ou passifs. Cela permet notamment d'assurer le passage d'un signal optique d'un guide de grande section vers un guide de petite section.

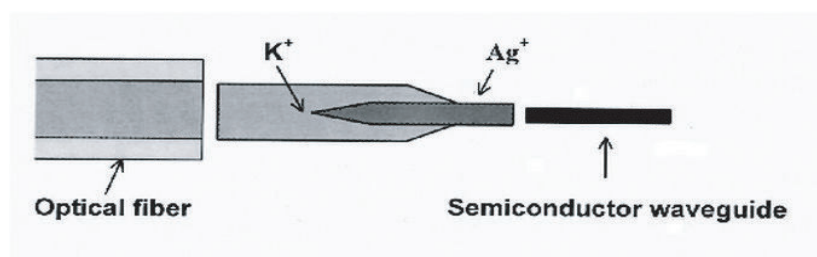


FIGURE 3.2 – Exemple de dispositif intégré de couplage entre une fibre optique et un guide d'onde semi-conducteur via un guide d'onde "taper" [203].

La figure 3.2 présente un dispositif utilisé pour connecter des guides d'ondes optiques ayant des paramètres différents (diamètre des modes). Le guide d'onde "taper" intermédiaire est réalisé en verre par échange d'ions  $K^+$  coté fibre pour augmenter l'indice de réfraction du substrat de verre et échange d'ions  $Ag^+$  coté guide d'onde semi-conducteur afin de réaliser une focalisation adiabatique vers le guide d'onde semi-conducteur.

Plusieurs formes de tapers existent pour modifier la géométrie du mode de façon adiabatique. Certains tapers pourront avoir une forme d'entonnoir à deux dimensions [203], tandis que d'autres plus complexes pourront être à trois dimensions et modifier le mode de façon discontinue, comme cela est présenté dans l'article de N. Shaw [204].

En outre, ces guides adiabatiques peuvent-être fabriqués en utilisant différentes techniques comme la reprise d'épitaxie ou encore des gravures inhomogènes permettant ainsi

de façonner le cœur du guide et de lui donner une taille variable comme cela est décrit notamment dans les articles de G. Müller [205–207].

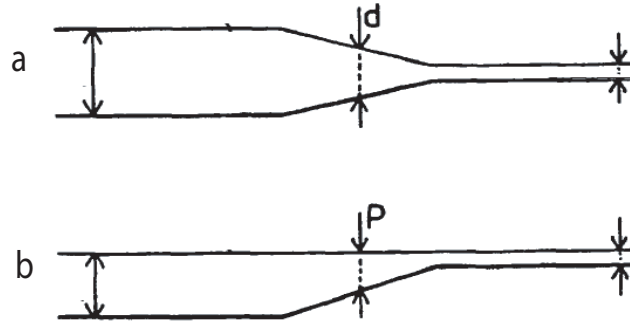


FIGURE 3.3 – Exemple de gravure permettant d’obtenir un guide en forme d’entonnoir [208]. (a) vue de dessus, (b) vue de côté.

La figure 3.3 présente un exemple de gravure permettant d’obtenir un guide “taper” [208]. Le substrat de ce guide peut être un semi-conducteur comme le silicium, l’arséniure de gallium ou le phosphore d’indium. Cette forme particulière possède une profondeur de la gravure  $p$  qui dépend de la largeur  $d$ . La gravure peut être obtenue par des moyens chimiques. En choisissant convenablement les solutions chimiques, la vitesse de gravure varie selon les orientations cristallographiques des plans attaqués. Des études ont été également effectuées dans des polymères pour des interconnexions simples [209]. Enfin, une technique alternative a été démontrée par Delre et al. [210] pour former des guides d’ondes “taper” dans le volume d’un cristal photoréfractif basé sur le principe de l’effet photoréfractifs quadratiques.

Dans notre cas, comme indiqué sur la figure 3.4, nous allons fabriquer des guides “taper” en injectant un faisceau large qui s’autofocalisera dans un échantillon de  $LiNbO_3$ . Cette autofocalisation va être générée à l’aide de l’effet non linéaire photoréfractif focalisant.

Notre configuration apporte des avantages majeurs. D’abord, ce dispositif est généré par photo-induction, au cœur du matériau ce qui simplifie la fabrication. De plus, l’absence d’étape en salle blanche, permet une réalisation économique. Enfin, la fabrication se fait en une seule étape.

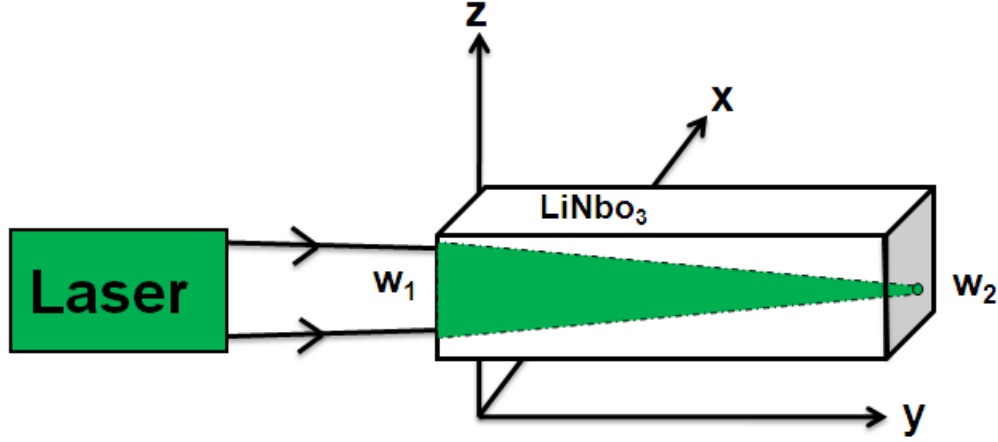


FIGURE 3.4 – Principe de formation d'un guide adiabatique dans un cristal de  $LiNbO_3$ .  $w_1$  est la taille du faisceau à l'entrée,  $w_2$  est la taille du faisceau à la sortie.

## 3.2 Focalisation d'un faisceau avec une température homogène

Dans ce paragraphe, nous allons présenter tout d'abord le montage expérimental utilisé. Ensuite, nous allons présenter la démonstration expérimentale de la focalisation pyroélectrique pour une température homogène (nonlinéarité constant). Enfin, nous allons analyser les résultats obtenus.

### 3.2.1 Dispositif expérimental

Dans notre banc expérimental (figure 3.5) nous avons utilisé un laser de longueur d'onde 532 nm. La puissance du faisceau est ajustée par une lame demi-onde et un polariseur qui permet de polariser l'onde électromagnétique linéairement selon l'axe  $Z//C$  du cristal. Une lentille convergente  $L_1$  avec une focale de 15 cm a été utilisée afin de focaliser le faisceau laser sur la face d'entrée d'un échantillon de  $LiNbO_3$ . Une autre lentille  $L_2$  de focale 50 mm sert à imager la face de sortie de l'échantillon sur une caméra CCD ce qui permet la visualisation et la mesure du profil de faisceau.

Les échantillons utilisés ont une composition stœchiométrique ou congruente, avec des dimensions typiques de  $5 \times 20 \times 0.5$  mm, selon X,Y et Z respectivement. Y est l'axe de

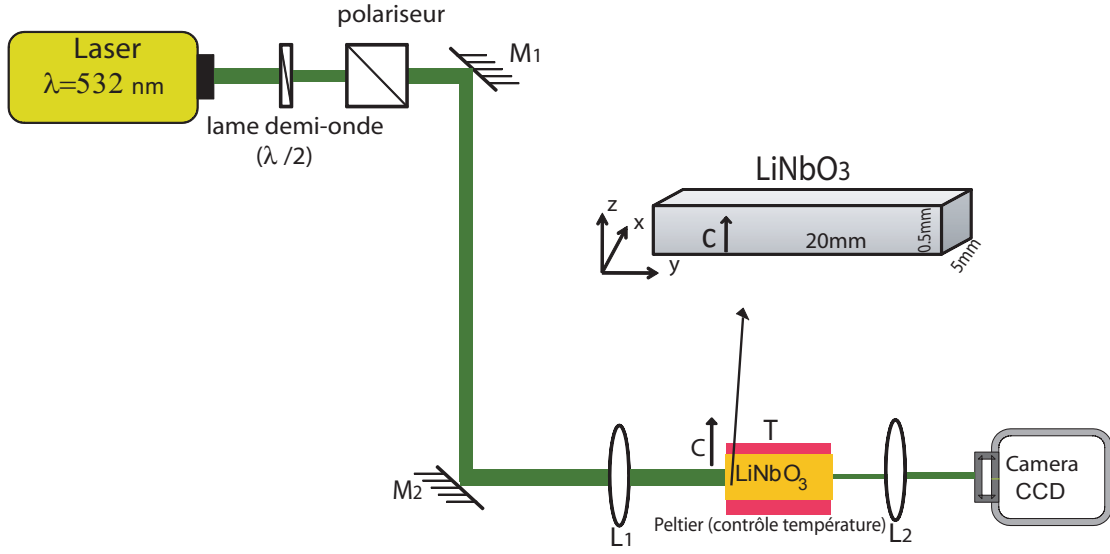


FIGURE 3.5 – Schéma du dispositif expérimental pour l'obtention de la focalisation  $M_1$ - $M_2$  : miroirs,  $\frac{\lambda}{2}$  : lame demi-onde, CCD : caméra,  $L_1$ - $L_2$  : lentilles.

propagation. L'échantillon est placé sur une plaque métallique qui est contrôlée en température par un élément à effet Peltier qui permet d'appliquer une température homogène sur tout le cristal. Cette température est contrôlée avec une précision de  $\pm 0.1^\circ\text{C}$ .

Avant de démarrer nos expériences, nous avons calibré la caméra afin de déterminer la taille d'un pixel en tenant compte du grandissement du montage d'imagerie. L'image de la mire placée dans le plan objet (face de sortie de l'échantillon) est donnée sur la figure 3.6.

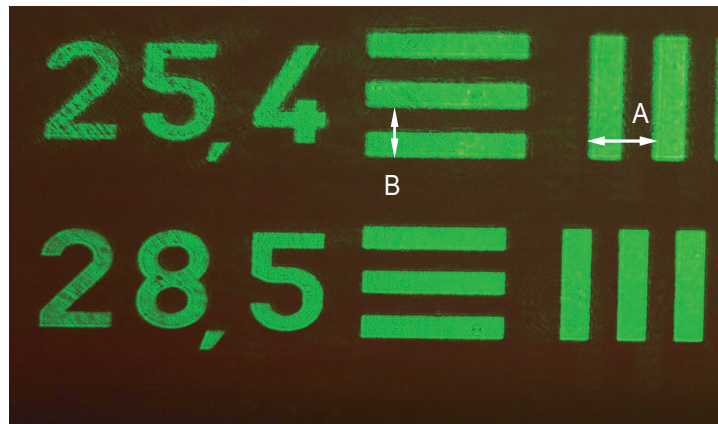


FIGURE 3.6 – Image d'une mire permettant de calibrer la caméra en tenant compte du grandissement optique.

Si nous analysons le motif B, c'est à dire 25.4 paires de traits par mm, nous déduisons que la taille d'un pixel ramenée dans le plan objet est de  $0.52\mu m$ . Nous avons trouvé la même valeur pour le motif A dans l'autre direction. Cela est cohérent avec une taille de pixel réel de  $5.2\mu m$  (donnée constructeur pour le type de caméra utilisée : High-Resolution USB CCD Cameras DCU223M) et le grandissement de 10 déduit de la mesure des distances entre la caméra et la lentille  $L_2$  et entre la mire et la lentille  $L_2$  (figure 3.5).

Nous avons commencé les expériences en utilisant un échantillon de  $LiNbO_3$  de composition stœchiométrique. D'abord nous avons testé notre échantillon pour former un soliton spatial. Le faisceau polarisé selon l'axe extraordinaire a une puissance de  $60\mu W$ . Ce faisceau est mis en forme afin d'obtenir un spot d'entrée de diamètre  $12\mu m$  (FWHM)<sup>1</sup> comme illustré sur la figure 3.7-a. Avant application de la température, le faisceau diffracte et donne un diamètre d'environ  $150\mu m$  en sortie comme indiqué dans la figure au dessous (figure 3.7-b).

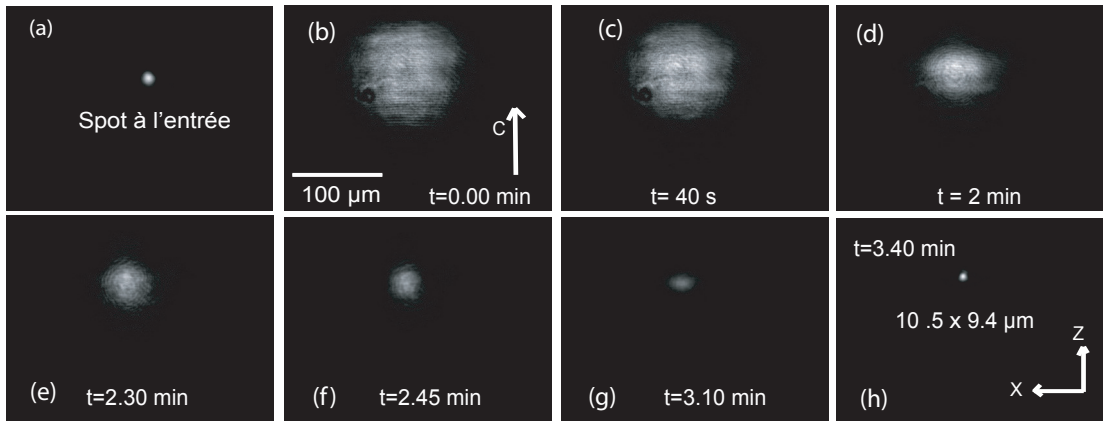


FIGURE 3.7 – Dynamique d'autofocalisation donnant naissance à un soliton spatial. Paramètres :  $P = 60\mu W$ ,  $\Delta T = 20^\circ C$ , polarisation extraordinaire, échantillon  $LiNbO_3$  stœchiométrique de longueur de 20 mm.

Au moyen de l'élément Peltier, nous appliquons une élévation de température de  $20^\circ C$  par rapport à la température ambiante ( $T_{amb} = 20^\circ C$ ). Les figures 3.7-b-h illustrent la dynamique de focalisation à la sortie du cristal, pour une température de  $40^\circ C$ . Le faisceau commence à focaliser en quelques minutes. L'autofocalisation est d'abord plus marquée selon l'axe C du cristal [177, 200], puis après quelques minutes d'exposition, une

<sup>1</sup>Dans cette thèse la largeur des faisceaux laser est mesurée toujours à mi-hauteur (Full Width Half Maximum en anglais, soit FWHM.)



focalisation dans les deux directions transverses est obtenue. Enfin, le faisceau en sortie d'échantillon devient circulaire et sa taille est proche de la taille à l'entrée comme illustré sur la figure 3.7-h.

Dans la suite, nous avons modifié le montage expérimental qui est présenté dans la figure 3.5. Nous avons formé un télescope afin d'agrandir le faisceau en sortie du laser et un diaphragme a été placé avant  $L_1$  afin de contrôler la taille du spot sur la face d'entrée du cristal. Grâce à ce nouveau montage nous pouvons faire varier la taille du spot en entrée de cristal de  $10\mu\text{m}$  à  $50\mu\text{m}$ .

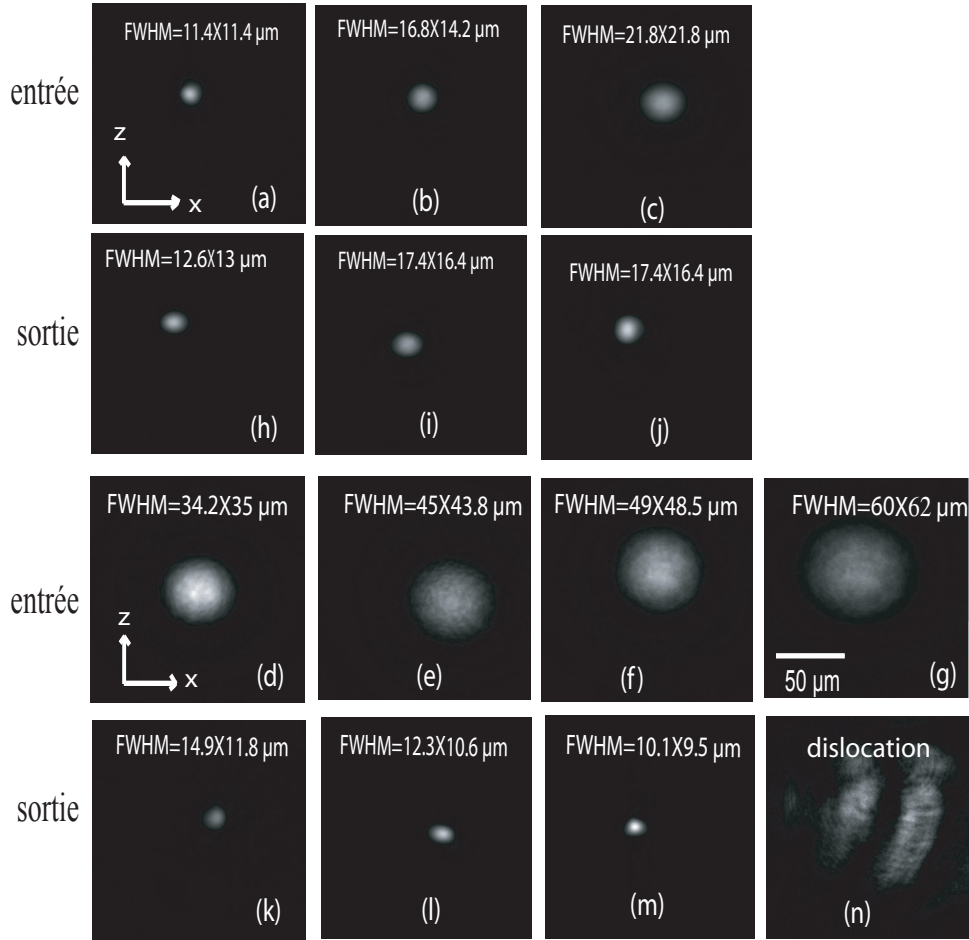


FIGURE 3.8 – Influence de la taille du faisceau d'entrée sur l'autofocalisation. Paramètres :  $P = 75\mu\text{W}$ ,  $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ . Image du faisceau en entrée (a-g) et en sortie (h-n) de l'échantillon  $\text{LiNbO}_3$  stœchiométrique de longueur de 20 mm. Les images en sortie sont obtenues après focalisation par effet photoréfractif.

La figure 3.8 montre le profil d'intensité du spot lumineux en sortie dans les meilleures

condition de focalisation (figure 3.8-h-n) pour 7 valeurs différentes de la taille du faisceau en entrée qui varie de  $11\mu m$  à  $62\mu m$  (figure 3.8-a-g).

Nous observons une focalisation sans dislocation lorsque nous appliquons une température au cristal de  $40^\circ C$  ( $\Delta T = 20^\circ C$ ) et une puissance fixée à  $75\mu W$  jusqu'à une taille de faisceau à l'entrée d'environ  $50\mu m$ . Nous trouvons que pour une taille du spot supérieure à  $50\mu m$ , une dislocation du faisceau est observée comme cela est illustré sur la figure 3.8-n. Cela montre ainsi la limite de focalisation avec une température constante. En d'autres termes, la focalisation d'un faisceau avec une nonlinéarité constante n'est possible que si la taille du faisceau d'entrée est inférieure à  $50\mu m$ .

### 3.2.2 Analyse du comportement

Afin d'analyser plus précisément les résultats précédents, nous traçons la courbe de la taille du faisceau obtenue en sortie pour chaque expérience en fonction de la taille en entrée. Cette courbe présentée dans la figure 3.9 montre le comportement de la focalisation selon l'axe X et selon l'axe Z.

Nous constatons que la taille en sortie décroît lorsque la taille en entrée augmente. Par exemple, pour une taille de  $16.8\mu m \times 14.2\mu m$  à l'entrée, la taille obtenue à la sortie est  $18\mu m \times 16.4\mu m$  selon X, Z. Pour une taille plus grande à l'entrée de  $49\mu m \times 48.5\mu m$  nous avons obtenu à la sortie une taille de  $10.1\mu m \times 9.5\mu m$ .

Nous avons approximé cette courbe à l'aide de la relation donnant la taille du waist  $W_s$  au point focal d'une lentille de focale  $f$  avec un faisceau incident gaussien collimaté de taille  $W_e$ . Cette relation est donnée par l'équation suivante :

$$W_s = \frac{\lambda \cdot f}{\pi \cdot W_e} \quad (3.1)$$

Où  $\lambda$  est la longueur d'onde utilisée (532 nm). Le paramètre libre étant la focale  $f$ , nous obtenons une focale équivalente de **2.7** mm à l'aide du fit des points expérimentaux suivant l'axe Z (figure 3.9). Le cristal focalisant a donc un très fort pouvoir focalisant sur des faisceaux de petites tailles.

Nous avons montré qu'il est impossible de focaliser un faisceau de diamètre supérieur

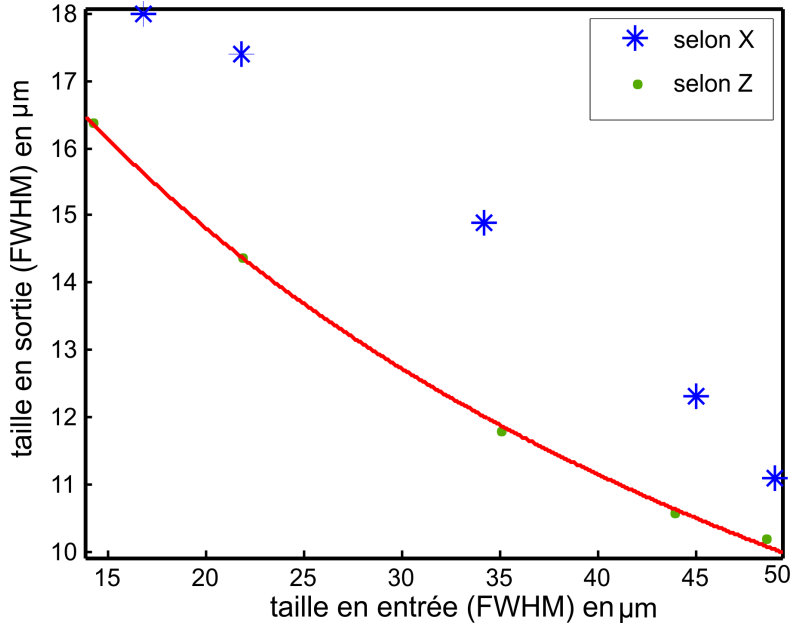


FIGURE 3.9 – Taille du faisceau en sortie en fonction de la taille en entrée, selon  $X$  (étoiles), selon  $Z$  (points). Courbe rouge : modélisation d'après équation 3.1.

à  $50\mu\text{m}$  avec une température constante. Pour mieux analyser ce comportement nous avons fait une série d'expériences pour une taille de faisceau d'environ  $100\mu\text{m}$  et pour une nonlinéarité constante (température homogène). Nous avons obtenu les résultats illustrés dans la figure 3.10.

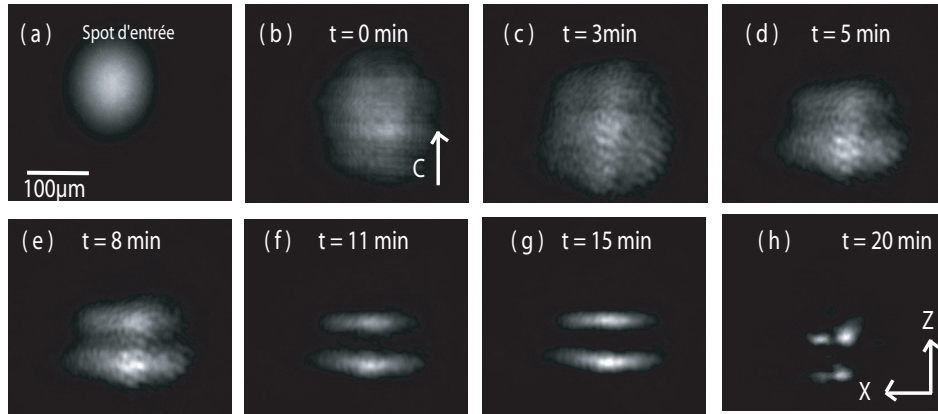


FIGURE 3.10 – Dynamique observée dans un cristal de  $\text{LiNbO}_3$  de 20 mm de long. Paramètres : taille du faisceau en entrée de  $100\mu\text{m}$  (FWHM),  $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ ,  $P = 60\mu\text{W}$ , polarisation extraordinaire.

Avant l'application de la température, le faisceau diffracte en un spot de  $110\mu\text{m}$  en

sortie du cristal (figure 3.10-b). Lorsque qu'une augmentation homogène de température de  $20^{\circ}\text{C}$  est appliquée, on remarque que le faisceau se coupe tout d'abord en deux parties, par la suite, plusieurs spots de tailles différentes apparaissent (figure 3.10-h). Des résultats similaires ont été obtenus en changeant les paramètres (puissance et température).

En conséquence, nous ne pouvons pas focaliser un faisceau dont le diamètre dépasse  $50\mu\text{m}$  sans éviter la dislocation. Cela est dû à deux raisons. La première est que la taille du faisceau est inadaptée à la nonlinéarité. La deuxième est l'instabilité de modulation qui naît du bruit présent sur le faisceau qui tend à accentuer les hautes fréquences spatiales, ce qui provoque la dislocation du faisceau. Ce comportement était prévu et nous avons ici apporté une illustration expérimentale (figure 3.11).

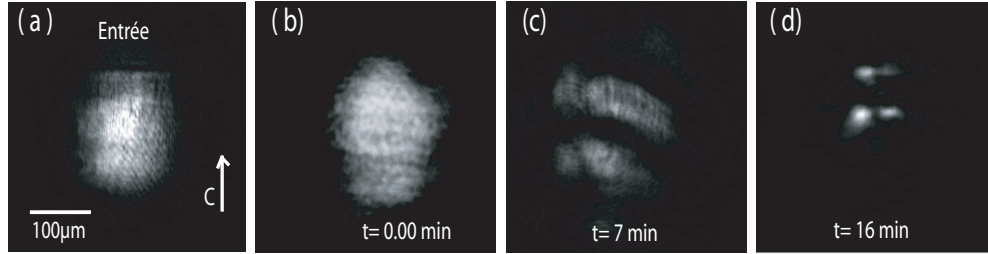


FIGURE 3.11 – Phénomène d'instabilité de modulation observée en sortie d'un cristal de  $\text{LiNbO}_3$  de 20 mm le long. (a) spot du faisceau en entrée ( $100\mu\text{m}$  (FWHM)), (b-d) évolution du spot en sortie du cristal. Paramètres :  $\Delta T = 25^{\circ}\text{C}$ ,  $P = 100\mu\text{W}$ , polarisation extraordinaire.

La figure 3.11 présente un exemple expérimental du phénomène d'instabilité de modulation pour un faisceau large fortement bruité.

Nous allons maintenant présenter l'instabilité de modulation (**IM**) qui peut provoquer cette dislocation du faisceau.

### 3.2.3 Instabilité de modulation

Pendant nos expériences, nous avons rencontré le problème de la dislocation du faisceau (figures 3.8-n, 3.10, 3.11). Cette dislocation vient du phénomène d'instabilité de modulation. L'instabilité de modulation est un phénomène susceptible d'apparaître lorsqu'une onde se propage dans un milieu dispersif et non-linéaire. Il se traduit par la modulation en amplitude de l'onde à une fréquence spatiale déterminée par les caractéristiques du milieu

non-linéaire de propagation. Si l'onde est initialement modulée, l'instabilité amplifie cette modulation, nous parlons alors d'instabilité induite. Par contre, si l'onde incidente est uniforme et si la modulation croît à partir du bruit, nous parlons d'instabilité spontanée. Nous illustrons ce phénomène à l'aide de la figure 3.12.

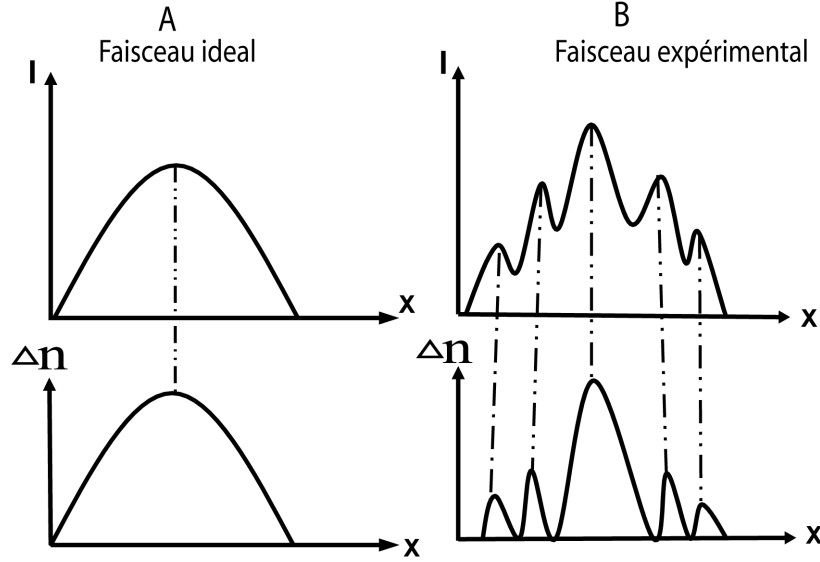


FIGURE 3.12 – Explication du phénomène d'instabilité de modulation spatiale. (A) : faisceau idéal, (B), faisceau expérimental bruité.

Si nous considérons un profil de faisceau idéal comme décrit dans la figure 3.12-A, une nonlinéarité focalisante va induire une augmentation d'indice en phase avec ce faisceau, ce qui va engendrer une focalisation de celui-ci [211]. Dans ce cas une focalisation progressive du faisceau au cours de la propagation est possible sans dislocation du faisceau. Un faisceau réel est toujours bruité. Ce cas est schématisé par le profil de la figure 3.7-B. Dans ce cas l'action de la nonlinéarité focalisante va créer une augmentation d'indice pour chaque pic du faisceau. Ces augmentations d'indice localisées vont amplifier les irrégularités du faisceau initial et ainsi le faisceau va se disloquer, comme cela est présenté expérimentalement dans les figures 3.10 et 3.11.

Nous constatons que l'application d'une nonlinéarité homogène (température homogène sur tout le cristal) ne fonctionne pas pour focaliser un faisceau large. Nous envisageons dans la suite une nouvelle solution qui consiste à appliquer un gradient de température sur le cristal en évitant l'instabilité de modulation.

### 3.3 Focalisation avec non-linéarité variable

Dans cette partie, nous allons proposer des solutions afin de réaliser de guides adiabatiques. Nous allons montrer la distribution de température dans le cristal. Un modèle adapté avec notre configuration expérimentale sera présenter.

#### 3.3.1 Analyse du problème et méthodes proposées

Afin de réaliser cette propagation adiabatique, nous avons pensé à plusieurs techniques possibles comme l'application d'un champ électrique externe dont l'amplitude varie au cours de la propagation. Pour cela, l'épaisseur de l'échantillon  $d(z)$  pourrait varier selon l'axe de propagation comme indiqué sur la figure 3.13. La tension électrique appliquée  $V$  va déterminer l'amplitude de la nonlinéarité photoréfractive par l'équation (3.2).

$$E_z(y) = \frac{V}{d(y)} \quad (3.2)$$

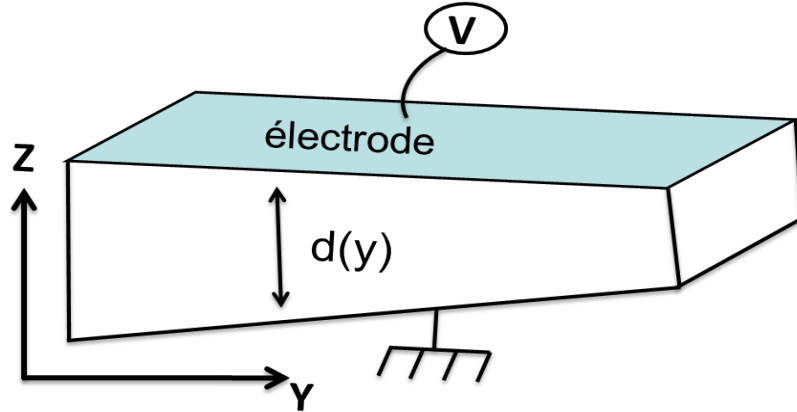


FIGURE 3.13 – Configuration permettant d'obtenir une nonlinéarité variable dans un cristal photoréfractif.

Ainsi un champ électrique  $E_z$  non uniforme selon l'axe de propagation  $Y$  de l'échantillon est généré à l'aide d'une tension constante grâce à la géométrie de l'échantillon. Cependant, la fabrication directe (processus de polissage plus dépôt d'électrodes). Par ailleurs, une nouvelle structure doit être réalisée pour chaque gradient de nonlinéarité

nécessaire.

Nous proposons une deuxième solution basée sur l'utilisation d'un gradient de température. La configuration est décrite dans la figure 3.14. En effet, l'idée de remplacer le champ appliqué par un champ généré par l'effet pyroélectrique [177].

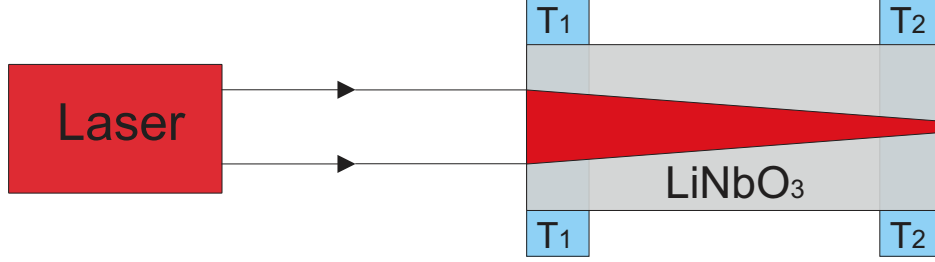


FIGURE 3.14 – Principe de nonlinéarité optique dans  $LiNbO_3$  par application d'un gradient de température,  $T_1$  la température à l'entrée,  $T_2$  la température à la sortie.

Cette solution originale peut être exploitée pour obtenir un gradient de nonlinéarité en créant un gradient de température.  $T_1$  est la température à l'entrée et  $T_2$  est la température à la sortie comme illustré sur la figure 3.14. Ainsi, si nous plaçons l'échantillon de  $LiNbO_3$  entre deux modules Peltier contrôlés séparément et placés de chaque côté du cristal, on peut donc appliquer et contrôler le gradient de température entre les deux extrémités. Le gradient de température, donc de champ pyroélectrique, est alors parfaitement ajustable en agissant sur  $T_1$  et  $T_2$ .

Cette méthode nécessite de connaître la distribution de température imposée par la présence de zones de température différentes. Pour cela, nous présentons dans le paragraphe suivant une analyse thermique dans notre échantillon.

### 3.3.2 Analyse thermique

Dans notre travail une analyse thermique est nécessaire pour déterminer la distribution de température qui contrôle la nonlinéarité. Notre problème est de trouver la distribution de chaleur provoquée par une différence de température entre deux zones d'un même milieu. La prise en compte de la conduction thermique va nous permettre d'effectuer ce calcul [212]. L'équation de la chaleur ou l'équation de la diffusion de la température dans un matériau est donnée par la loi de Fourier qui régit la conduction de la chaleur dans un milieu homogène :

$$\lambda \Delta T = \rho C \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.3)$$

- $\lambda$  est la conductivité thermique du matériau ( $W.m^{-1}.K^{-1}$ ).
- $\Delta T$  est le laplacien de température.
- $\rho$  est la masse volumique de matériau exprimée en  $Kg.m^{-3}$
- $C$  est la chaleur spécifique du matériau exprimée en  $J.Kg^{-1}.K^{-1}$ .
- $t$  est le temps.

En coordonnées cartésiennes tridimensionnelles, le laplacien est donné par :

$$\Delta = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (3.4)$$

Dans un premier temps, nous calculons le temps de diffusion de la température dans le matériau selon l'axe Z (figure 3.15). L'équation de la diffusion de chaleur selon l'axe Z (1-D) est alors donnée à l'aide des équations (3.3,3.4) par :

$$\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \rho C \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.5)$$

En supposant que la diffusivité thermique est R (elle s'exprime en  $m^2.s^{-1}$ ) [213]. L'équation 3.5 devient alors :

$$R = \frac{\lambda}{\rho C} = \frac{\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}}{\frac{\partial T}{\partial t}} \quad (3.6)$$

La dimension de R de l'équation 3.6 permettent de re-exprimer R comme :

$$R = \frac{e^2}{\tau} \quad (3.7)$$


---



Où  $e$  est l'épaisseur de l'échantillon et  $\tau$  le temps de diffusion thermique nécessaire pour que la température de l'échantillon soit homogène selon l'axe Z. Ce temps est donné par :

$$\tau = \frac{\rho C e^2}{\lambda} = \frac{e^2}{R} \quad (3.8)$$

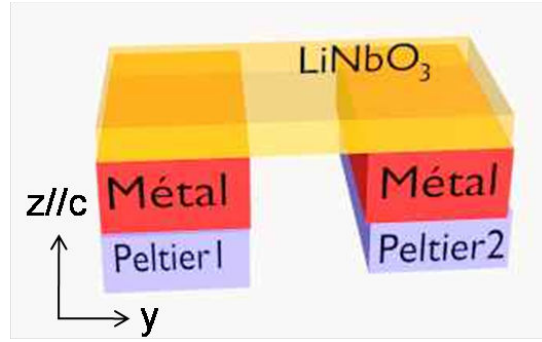


FIGURE 3.15 – Schéma du support de l'échantillon de  $LiNbO_3$ .

Dans notre cas, comme l'échantillon est déposé sur une plaque métallique contrôlée par un élément à effet Peltier (figure 3.15). L'élément Peltier chauffe tout d'abord la plaque métallique (aluminium) avant d'atteindre l'échantillon de  $LiNbO_3$ . La constante de temps de diffusion thermique est alors donnée par :

$$\tau = \frac{e_1^2}{R_{AL}} + \frac{e_2^2}{R_{LN}} \quad (3.9)$$

Où  $e_1$  et  $e_2$  les épaisseurs de la plaque métallique ( $e_1 = 4$  mm) et de l'échantillon du niobate de lithium ( $e_2 = 0.5$  mm) respectivement.  $R_{AL} = 9.8 \times 10^{-5} m^2.s^{-1}$  et  $R_{LN} = 10 \times 10^{-7} m^2.s^{-1}$  les coefficients de diffusion thermique de l'aluminium et de  $LiNbO_3$  [159]. Nous trouvons que le temps total est de **0.4** s.

En conséquence, nous déduisons que l'échantillon peut atteindre la température de consigne avec un temps inférieur de **0.5** s. Cela nous permet de négliger le gradient de température entre les faces +C et -C (selon l'axe Z).

En revanche, selon l'axe Y l'équation (3.3) devient :

$$\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \rho C \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.10)$$

Lorsque la température est stabilisé, c'est-à-dire en régime établi ( $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ ), nous déduisons de l'équation (3.10) que la température le long de l'axe de propagation  $Y$  varie linéairement. Avec les conditions aux limites  $T(0) = T_1$  et  $T(L) = T_2$ , la loi donnant la variation de température selon  $Y$  est :

$$T(y) = \left(\frac{T_2 - T_1}{L}\right)Y + T_1 \quad (3.11)$$

La distribution de température dans notre échantillon varie donc d'une façon linéaire selon l'axe de propagation entre  $T_1$  et  $T_2$  comme illustré sur la figure 3.16.

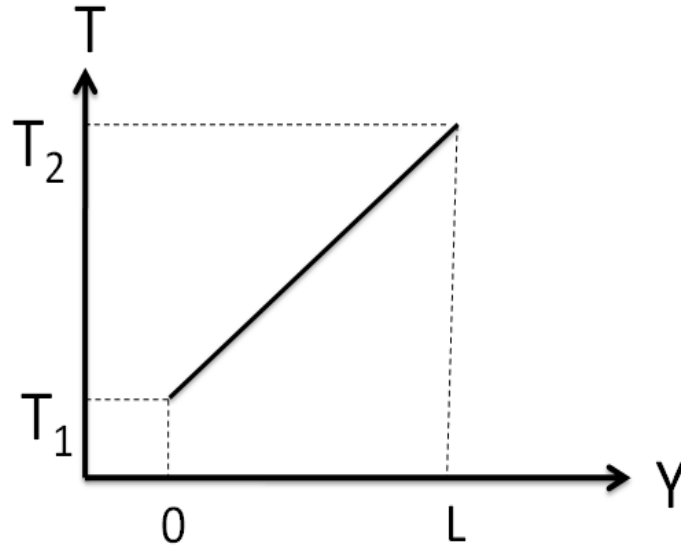


FIGURE 3.16 – Distribution de température dans un matériau homogène dont les extrémités sont soumises à deux températures différentes  $T_1$  et  $T_2$ .

Nous connaissons maintenant la distribution de température que l'on peut imposer en appliquant **2** températures différentes en **2** points de l'échantillon.

Essayons maintenant de comprendre comment il est possible d'exploiter cette distribution de température pour générer une focalisation adiabatique. Pour cela, nous allons tout d'abord nous appuyer sur la théorie des solitons 1-D.

### 3.3.3 Analyse simple de la focalisation avec nonlinéarité variable

Afin de déterminer une configuration expérimentale exploitable, nous nous basons sur la théorie des solitons spatiaux 1-D, qui nous permet de calculer la taille d'un soliton en régime quasi-établi en fonction du champ appliqué [133, 214]. La largeur  $\Delta x$  du soliton est donnée par l'équation suivante :

$$\Delta x = \frac{2\lambda}{\pi n_e^2 \sqrt{r_{33}(E_{py} - E_{ph})}} \quad (3.12)$$

Où  $\lambda$  est la longueur d'onde,  $n_e$  est l'indice de réfraction extraordinaire du matériau,  $r_{33}$  est le coefficient électro-optique,  $E_{py}$  est le champ pyroélectrique,  $E_{ph}$  est le champ photovoltaïque généré par l'effet photovoltaïque dans le cristal. En rappelant que la relation reliant le champ pyroélectrique  $E_{py}$  à la variation de la température  $\Delta T$  est donnée par l'équation 2.7.

À partir des équations (3.12) et (2.7), nous traçons la courbe d'existence du soliton pyroélectrique avec les paramètres suivants :  $p = -6 \times 10^{-5} C.m^{-2}.K^{-1}$ ,  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ,  $\epsilon_0 = 8.8510^{-12} A.S.V^{-1}.m^{-1}$ ,  $\epsilon_r = 32$ ).

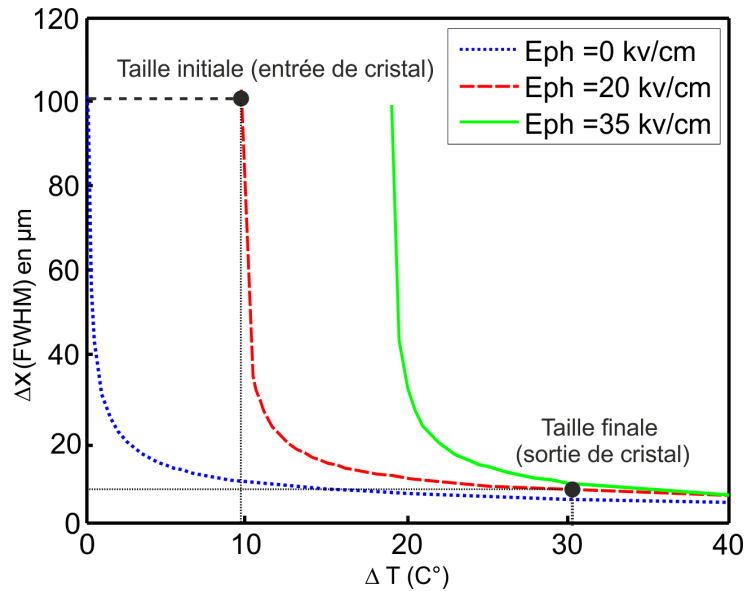


FIGURE 3.17 – Courbe d'existence des solitons pyroélectriques donnant la taille d'un soliton en fonction de la température du cristal de  $LiNbO_3$ , pour trois valeurs du champ photovoltaïque en polarisation extraordinaire.

La figure 3.17 donne la taille du soliton obtenu en fonction de la variation de température ( $\Delta T$ ) pour trois valeurs du champ photovoltaïque  $E_{ph}$ . La courbe bleue (pointillé) correspond à un champ photovoltaïque négligeable, la courbe rouge (tireté) correspond  $E_{ph} = 20kV/cm$  et la courbe verte (solide) correspond  $E_{ph} = 35kV/cm$ .

Si le champ photovoltaïque est de  $E_{ph} = 20kV/cm$ , pour obtenir un soliton de taille variable de  $100\mu m$  à  $12\mu m$ , il faut appliquer en entrée de cristal  $\Delta T_1 = 10^\circ C$  et en sortie de cristal  $\Delta T_2 = 30^\circ C$ . La propagation adiabatique sans dislocation donc n'est possible que si les conditions sont proches de la courbe d'existence du soliton. Ceci doit-être vrai en tous points et à chaque instant lors de la formation du faisceau auto-focalisé. La taille du faisceau donc tend à diminuer au cours de la propagation. Il est évident, d'après la courbe rouge (tireté) de la figure 3.17, qu'une variation linéaire de la température le long du cristal n'est pas optimale mais cette distribution est accessible expérimentalement.

Après la distribution de température dans le matériau et la base de soliton 1-D, nous pouvons commencer l'expérience pour générer des guides adiabatiques.

## 3.4 Étude expérimentale : focalisation avec gradient de température

### 3.4.1 Dispositif expérimental

Nous avons utilisé le même banc expérimental que dans la partie 5.5.2. Rappelons que les échantillons utilisés ont une composition stœchiométrique ou congruent, avec des dimensions typiques de  $5 \times 20 \times 0.5$  mm, selon X,Y et Z ( $Z//C$ ) respectivement, Y étant l'axe de propagation (figure 3.19).

Par rapport à l'expérience précédente, l'échantillon est maintenant placé sur un nouveau support qui est constitué de deux éléments à effet Peltier qui permettent d'appliquer deux températures différentes à l'entrée ( $T_1$ ) et à la sortie ( $T_2$ ) du cristal (figure 3.18). Chaque température est contrôlée avec une précision de  $\pm 0.1^\circ C$ .

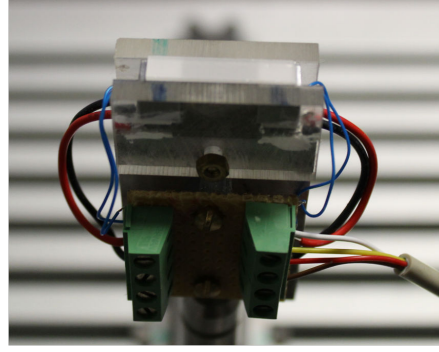


FIGURE 3.18 – Photographie de la monture permettant de contrôler la température en entrée et en sortie du cristal.

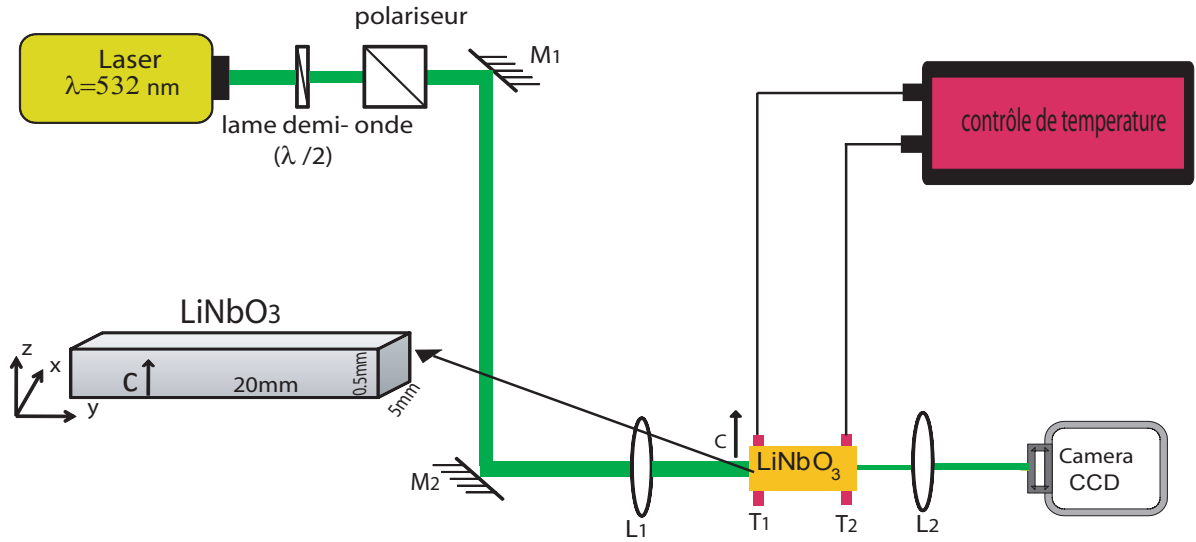


FIGURE 3.19 – Schéma du dispositif expérimental pour l'obtention de la focalisation avec gradient de température.

### 3.4.2 Gradient de température statique

Nous avons tout d'abord tester le comportement de focalisation en appliquant un gradient de température statique sur le cristal, c'est-à-dire une valeur de température donnée à l'entrée du cristal et une autre valeur donnée en sortie du cristal ( $T_1 \neq T_2$ ).

Nous appliquons un gradient de température positif selon l'axe de propagation Y à l'aide de deux modules Peltier (figure 3.18), avec une température ambiante de  $20^\circ\text{C}$ , nous fixons une température de  $30^\circ\text{C}$  en entrée ( $\Delta T_1 = 10^\circ\text{C}$ ), et une température de  $40^\circ\text{C}$  en sortie ( $\Delta T_2 = 20^\circ\text{C}$ ).

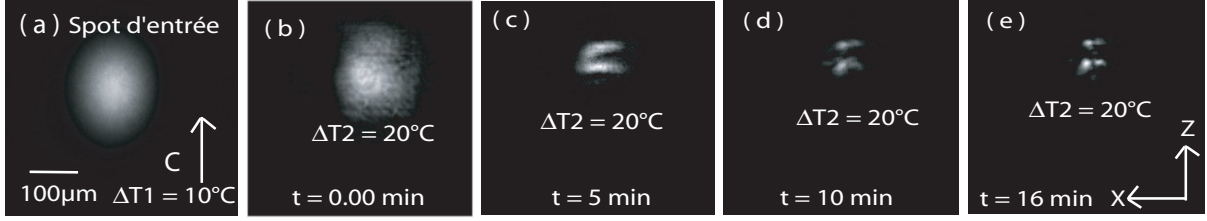


FIGURE 3.20 – Dynamique montrant la dislocation d'un faisceau large lors de la propagation dans un cristal de  $\text{LiNbO}_3$  stœchiométrique avec un gradient de température. Paramètres :  $\Delta T_1 = 10^\circ\text{C}$ ,  $\Delta T_2 = 20^\circ\text{C}$ ,  $P = 60\mu\text{W}$ , polarisation extraordinaire, longueur du cristal est de 20 mm.

Nous pouvons selon l'équation 2.7, estimer alors respectivement en entrée et en sortie du cristal un champ pyroélectrique de  $31\text{kV/cm}$  et de  $42\text{kV/cm}$ . La puissance optique est d'environ  $60\mu\text{W}$ , le faisceau est polarisé extraordinairement et a une taille de  $100\mu\text{m}$  comme illustré sur la figure 3.20-a. Nous avons fait une série d'expériences pour ce gradient de température et nous avons remarqué que la focalisation est très partielle et le faisceau se scinde toujours en plusieurs parties comme nous pouvons le voir sur l'image de la figure 3.20-e.

Nous pouvons donc nous demander pourquoi l'autofocalisation ne s'améliore pas avec le gradient de température. Cela vient sans doute du fait que l'effet non-linéaire photoréfractif n'étant pas un effet instantané (il a un temps de réponse lent), celui-ci se met en place tout d'abord dans la partie du cristal où la nonlinéarité est la plus forte. Donc, le faisceau commence à se disloquer dans la région située en sortie du cristal. Notre idée initiale selon laquelle la focalisation se serait répercutée uniformément tout au long de la propagation en donnant une taille dictée par la nonlinéarité n'est donc pas valide. Nous avons fait plusieurs essais en changeant la puissance et la température d'entrée et de sortie, mais la dislocation du faisceau est toujours présente.

Puisque nous attribuons cet échec au temps de réponse variable de l'effet photoréfractif, nous proposerons donc, d'appliquer un gradient de température qui varie au cours de temps afin d'adapter le processus d'autofocalisation au temps de réponse de l'effet photoréfractif.

### 3.4.3 Application d'un gradient de température dynamique

Afin de pallier ce problème de temps de réponse de l'effet photoréfractif, nous proposons donc d'appliquer progressivement la nonlinéarité par l'intermédiaire d'une température variable dans le temps. Le temps de réponse lent de l'effet photoréfractif, nous permet ce contrôle supplémentaire. La température de sortie sera donc relevée graduellement afin que les changements de température soient suffisamment lents par rapport au temps de réponse de l'effet photoréfractif.

Nous répétons donc l'expérience précédente en fixant  $\Delta T_1$  à  $10^\circ C$  et  $\Delta T_2$  à  $14^\circ C$  initialement. L'expérience est présentée sur la figure 3.21. Ces températures au-dessus de la température d'équilibre du cristal (température ambiante  $20^\circ C$ ) conduisent à une focalisation faible (figure 3.21-c) car le champ pyroélectrique ( $E_{py}$ ) est proportionnel à l'écart de température avec la température ambiante (équation (2.7)).

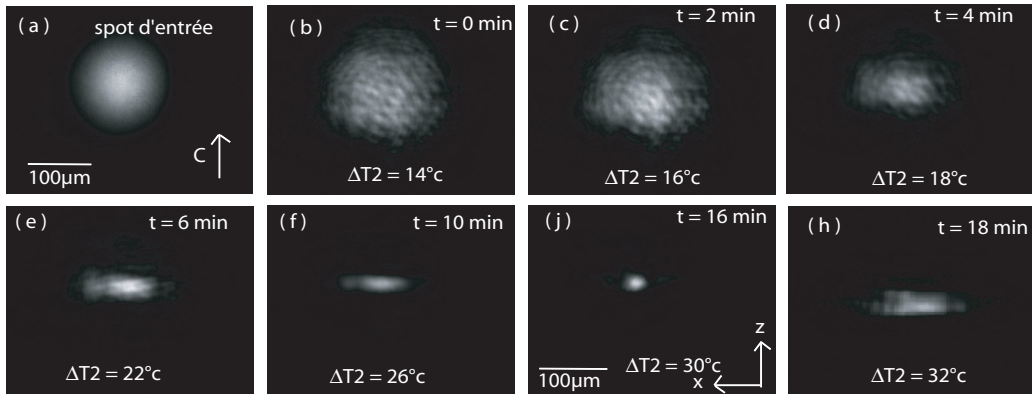


FIGURE 3.21 – Dynamique d'autofocalisation induite par une augmentation graduelle de la température de sortie  $T_2$ . Paramètres : échantillon stœchiométrique de 20 mm de long,  $P = 60\mu W$ ,  $\Delta T_1 = 10^\circ C$ , polarisation extraordinaire.

On constate que dès que la température du cristal commence à augmenter, le faisceau de  $60\mu W$  s'auto-focalise. L'auto-confinement du faisceau est déjà visible au bout de 6 min après le début de l'expérience, alors que la température du cristal à la sortie été réglée à  $42^\circ C$  ( $\Delta T_2 = 22^\circ C$ ) (figure 3.21-e). Quand le maximum de confinement est atteint à  $t = 16$  min, un spot efficacement focalisé est obtenu (figure 3.21-j). Notons que la température  $T_2$  est fixe à  $50^\circ$  ( $\Delta T = 30^\circ$ ). Nous avons obtenu un spot d'environ  $10\mu m$ , ce qui est en accord avec la taille précisée par la courbe d'existence du soliton illustrée sur la figure 3.17. Si le processus de photoinduction se poursuit plus longtemps, le faisceau se disloque.

Cela est lié à une trop forte nonlinéarité (figure 3.21-h). Une focalisation adiabatique a donc été obtenue.

Nous constatons qu'avec cette méthode le faisceau se focalise sans apparition de dislocation. Cela est lié au fait que nous avons respecté les conditions nécessaires les plus proches de la courbe d'existence du soliton, ainsi la température du cristal a été adaptée avec la taille du faisceau focalisé en tous points et à chaque instant lors de l'expérience. L'évolution de la taille du faisceau au cours du temps est représentée sur la figure 3.22 ainsi que la variation de température  $\Delta T_2$ .

Nous remarquons de la figure 3.22 que la focalisation selon l'axe  $Z//C$  est plus rapide que l'axe  $X$ , et que l'ellipticité du faisceau est beaucoup très prononcée au départ. Nous déduisons donc que la dynamique de focalisation selon l'axe  $Z$  est différents de la dynamique de focalisation selon l'axe  $X$ , en raison des profils d'indice différents induits selon  $X$  et  $Z$ .

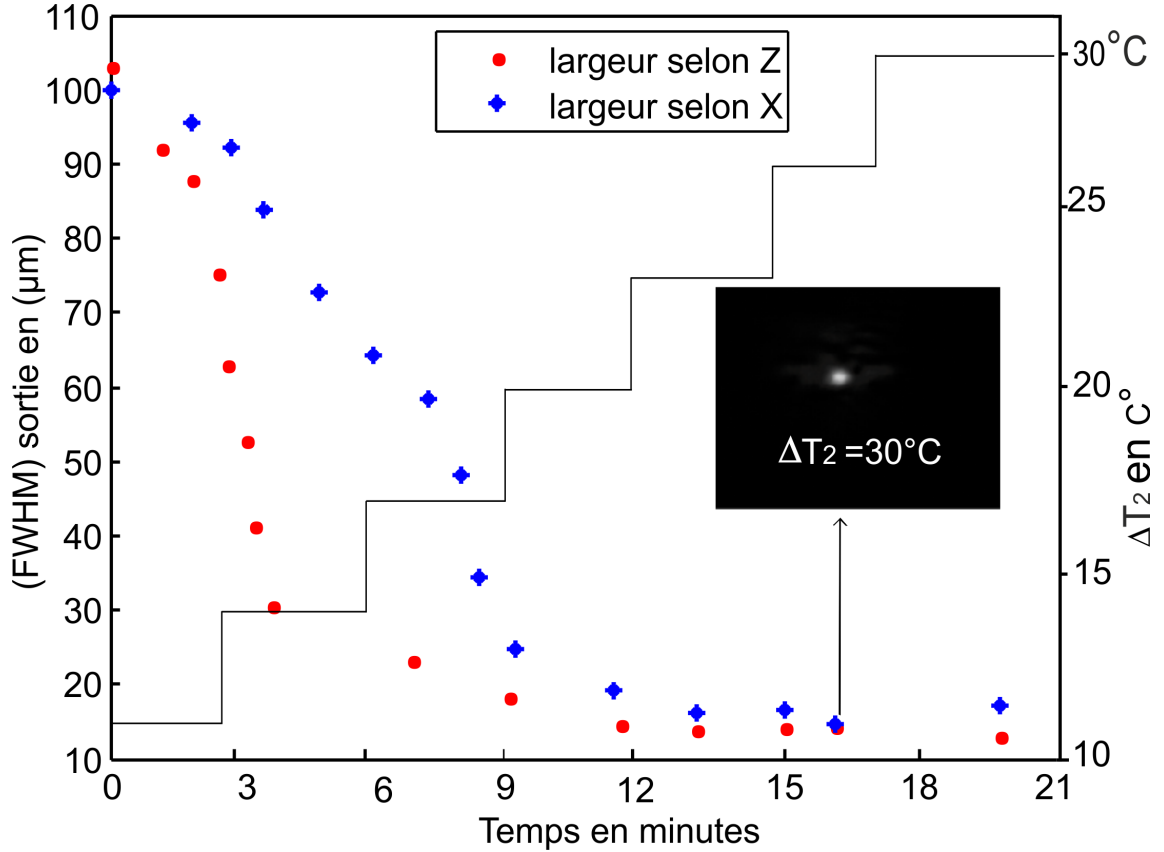


FIGURE 3.22 – Évolution de la taille du spot de sortie au cours du temps selon  $X$  et  $Z$  et variation de température  $T_2$ . Paramètres identiques à l'expérience 3.21.

Nous avons refait l'expérience précédente avec un faisceau polarisé ordinairement en



utilisant les mêmes paramètres.

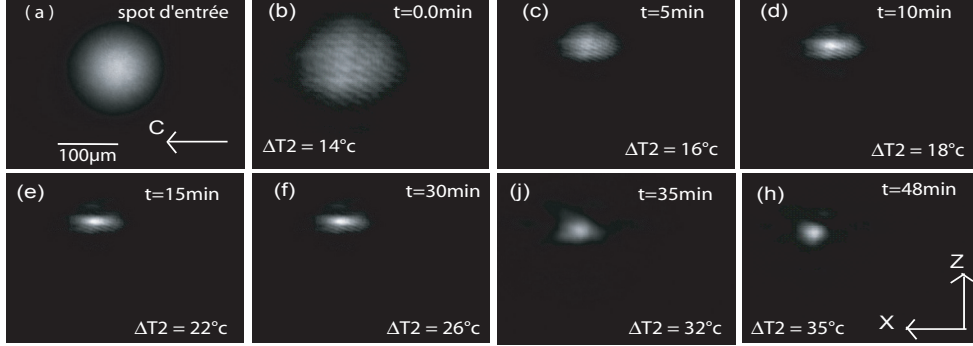


FIGURE 3.23 – Dynamique d'autofocalisation induite par une augmentation graduelle de la température de sortie  $T_2$  pour un faisceau de polarisation ordinaire. Paramètres :  $T_1 = 30^\circ\text{C}$ ,  $P = 60\mu\text{W}$ , échantillon stœchiométrique de 20 mm de long.

La dynamique d'autofocalisation est présentée sur la figure 3.23. Dans ce cas, la focalisation adiabatique est également observée avec une taille de spot final de  $15\mu\text{m}$  environ (figure 3.23-h). En polarisation ordinaire, la focalisation apparaît plus lentement qu'en polarisation extraordinaire, le maximum de confinement est atteint à  $t = 48$  min, alors que la température du cristal à la sortie était réglée à  $55^\circ\text{C}$  ( $\Delta T_2 = 35^\circ$ ). Cela nous permet de déduire que le temps de réponse avec la polarisation ordinaire est environ 3 fois plus long qu'avec une polarisation extraordinaire. La différence de temps de réponse est liée au coefficient électro-optique  $r_{13}$  associé à la polarisation ordinaire qui est environ trois fois plus faible que le coefficient électro-optique  $r_{33}$  associé à la polarisation extraordinaire. La largeur du soliton  $\Delta x$  (FWHM) est inversement proportionnelle à la racine carrée de la variation d'indice  $\Delta n$  [74] donnée par l'équation suivante :

$$\Delta x = \frac{\lambda}{8n\sqrt{\Delta n}} \quad (3.13)$$

Avec  $\Delta n = -\frac{1}{2}n^3r_{eff}E_{sc}$ .

L'obtention de largeurs proches pour les deux polarisations est donc imprévue. Cela est lié au fait que le champ de charge d'espace  $E_{sc}$  n'est pas identique pour les deux polarisations. En fait, le champ pyroélectrique est indépendant de la polarisation du faisceau cependant la dépendance du champ photovoltaïque à la polarisation du faisceau peut expliquer ce phénomène. En conséquence, pour obtenir des tailles similaires pour les deux

polarisations, il faut ajuster le champ de charge d'espace dans les deux cas.

Nous avons donc trouvé une configuration qui permet d'obtenir une autofocalisation adiabatique qui fonctionne pour des faisceaux incidents larges en polarisation extraordinaire ou ordinaire.

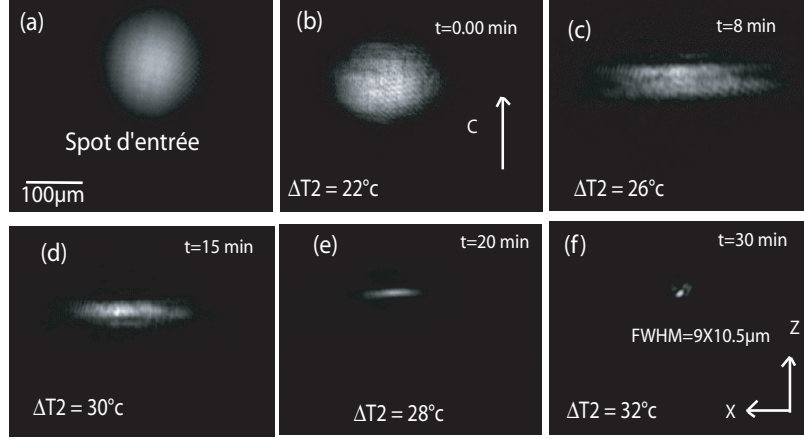


FIGURE 3.24 – Dynamique d'autofocalisation induite par une augmentation graduelle de la température de sortie  $T_2$ , pour un faisceau incident de  $130\mu m$  polarisé extraordinairement. Paramètres :  $P = 60\mu W$ ,  $\Delta T_1 = 10^\circ C$ , échantillon stœchiométrique de  $20\text{ mm}$  de long.

Nous avons refait une autre expérience avec les conditions expérimentales précédentes pour une taille de faisceau de  $130\mu m$  (figure 3.24-a). Nous avons trouvé que la focalisation de ce faisceau donne en sortie du cristal une focalisation plus forte que dans le cas présenté dans la figure 3.21. Cependant nous avons observé de fortes pertes autour de la sortie du guide généré (figure 3.24-f). Cela peut-être est lié soit à la forte ellipticité du faisceau au cours de l'autofocalisation soit à une longueur du taper compte tenue de taille initial du faisceau (figure 3.24-c-e).

jusqu'ici, nous avons une explication qualitative du fonctionnement de l'effet focalisant dans le milieu à nonlinéarité inhomogène qui est confirmé par l'expérience. Afin de bien comprendre la physique sous-jacente et appuyer l'étude expérimentale, nous avons développé un modèle numérique plus rigoureux qui permet de prédire la dynamique d'autofocalisation pyroélectrique qui amène à la génération d'un guide adiabatique. Ce développement est présenté dans le paragraphe suivant.

## 3.5 Modélisation de la focalisation adiabatique

Nous présentons un modèle numérique qui décrit le cas de la propagation d'un faisceau en milieu photoréfractif-photovoltaïque. Ce modèle a été élaboré afin de comprendre les résultats expérimentaux obtenus.

### 3.5.1 Description du modèle numérique

Nous allons résoudre le système d'équations de l'effet photoréfractif à l'aide d'une méthode numérique en considérant un milieu à nonlinéarité variable. Ce modèle s'appuie sur le système d'équations de transport de charge de Kukhtarev [194] qui prend en compte un seul centre profond. Ces équations présentes dans le deuxième chapitre, sont rappelées ici :

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = S(I + I_d)(N_D - N_D^+) - \gamma N_e N_D^+ \quad (3.14)$$

$$\vec{J} = e\mu N_e \vec{E} + \mu K_B T \vec{\nabla} N_e + \beta_{ph}(N_D - N_D^+) I \vec{c} \quad (3.15)$$

$$\rho = e(N_D^+ - N_A - N_e) \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{J}. \quad (3.17)$$

$$\nabla \cdot \{[\epsilon] \vec{E}\} = \rho \quad (3.18)$$

#### 3.5.1.1 Hypothèses et méthode de résolution

Afin de résoudre ce système d'équations, nous faisons quelques hypothèses. Tout d'abord la densité d'électrons libres est considérée comme faible par rapport à la den-

sité d'accepteurs ionisés ou de donneurs ionisés ( $N_e \ll N_A$  et  $N_e \ll N_D^+$ ). Cela permet de négliger le taux de création d'électrons devant l'évolution temporelle des charges d'espace ( $\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = 0$ ). Grâce à cette hypothèse et d'après les équations (3.14-3.16), nous pouvons obtenir la densité de charges libres et la densité de donneurs ionisés :

$$N_e \approx \frac{\eta(I + I_d)(N_D - N_D^+)}{N_D^+} \quad (3.19)$$

$$N_D^+ \approx N_A + \frac{\rho}{e} \quad (3.20)$$

Où  $\eta = S/\gamma$ .

En remplaçant  $\vec{J}$  par son expression (équation 3.15) dans l'équation (3.17), on peut calculer la variation de la densité de charge d'espace :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -e\mu \left\{ \vec{\nabla}[N_e] \cdot \vec{E} + N_e \vec{\nabla} \cdot \vec{E} \right\} - \mu k_B T \Delta N_e - e\mu (\vec{\nabla} N_e) \cdot E_{ph} \vec{c} \quad (3.21)$$

Nous rappelons que  $\vec{\nabla}(\vec{\nabla} N_e) = \Delta N_e$ ,  $\vec{\nabla}$  et  $\Delta$  opèrent sur les trois coordonnées spatiales x, y et z.  $\vec{E}$  et  $E_{ph}$  sont le champ total et le champ photovoltaïque dans le matériau. L'équation (3.15), nous permet de déterminer le champ photovoltaïque  $E_{ph}$  induit dans le matériau en régime établi ( $J = 0$ ).

$$E_{ph} = -\frac{\beta_{ph}(N_D - N_D^+)I}{e\mu N_e} \quad (3.22)$$

En remplaçant  $N_e$  (équation (3.19)) dans l'équation (3.22), avec les hypothèses supplémentaires :  $I_d \ll I$  et  $N_D^+ = N_A$ , l'expression du champ  $E_{ph}$  sera donnée par :

$$E_{ph} = -\frac{\beta_{ph}\gamma N_A}{e\mu S} \quad (3.23)$$

L'équation (3.21) est impossible à résoudre analytiquement. Il faut donc trouver une méthode numérique permettant de calculer la distribution de charges  $\rho$  en 3-D à partir

---

de l'équation (3.21) puis le champ de charge d'espace sera déduit à l'aide de l'équation (3.18).

Notre modèle numérique utilise une méthode itérative à partir des conditions initiales. Tout d'abord  $N_e$  est calculé à partir de l'équation (3.19) en supposant que  $N_D^+ = N_A$ <sup>2</sup>. Puis, grâce à l'équation (3.21), nous pouvons calculer l'évolution de la densité de charge d'espace pendant un intervalle de temps  $\Delta t$ . Finalement la densité de donneurs ionisés est déduite de l'équation (3.20). Enfin, pour le calcul du champ de charge d'espace  $\vec{E}_{sc}(\vec{r})$  à  $t = \Delta t$ , nous utilisons la forme intégrale des charges électriques créée par une distribution de charge  $\rho(\vec{r})$ .

$$\vec{E}_{sc}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi[\epsilon]} \int \int \int_V \rho(\vec{r}') \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3r' \quad (3.24)$$

Nous supposons ici que  $v$  est volume de l'échantillon  $LiNbO_3$  et  $d^3r'$  est le volume élémentaire de ce modèle numérique.

Nous pouvons exprimer l'équation (3.24) comme un produit de convolution de deux fonctions :  $\rho(\vec{r}) \otimes \vec{G}(\vec{r})$ , avec  $\vec{G}(\vec{r}) = \frac{\vec{r}}{r^3}$ .

La fonction  $G(\vec{r}) = \frac{\vec{r}}{r^3}$  peut se décomposer selon les 3 axes de coordonnées ( $G(\vec{r}) \cdot \vec{e}_x = G_x(r) = \frac{x}{r^3}$ ,  $G_y(r) = \frac{y}{r^3}$ ,  $G_z(r) = \frac{z}{r^3}$ ).

L'équation (3.24) correspond donc à un produit de convolution entre  $\rho(\vec{r})$  et la fonction  $\vec{G}(\vec{r})$ . Les composantes du champ  $E_{sc}$  sont donc calculées en utilisant la FFT (Fast Fourier Transform). Ainsi, l'équation (3.26) donne l'expression de la composante du champ selon X.

$$E_{sc,x} = \frac{1}{4\pi\epsilon_x} \left( \rho(\vec{r}) \otimes \vec{G}(\vec{r}) \right) \quad (3.25)$$

$$E_{sc,x} = \frac{1}{4\pi\epsilon_x} TF^{-1} [TF \rho(\vec{r}) \times TF(\frac{x}{r^3})] \quad (3.26)$$

Nous déduisons de façon similaire les mêmes composantes du champ induit par la distribution de charges  $\rho(\vec{r})$ .

---

<sup>2</sup>car à  $t = 0$ , dans un matériau photoréfractif la densité de donneurs ionisées  $N_D^+$  et égale à celle des accepteurs  $N_A$

Par la suite, on obtient le champ électrique total en ajoutant le champ  $\vec{E}_{py}$  et le champ  $\vec{E}_{sc}$ , ce champ total est donc donné par :

$$\vec{E}_{tot} = \vec{E}_{py} + \vec{E}_{sc}(\vec{r}). \quad (3.27)$$

En résumé, la base de cette méthode est de calculer la distribution de charge  $\rho$  par une méthode itérative, qui permet ensuite par FFT (Fast Fourier Transform) de déterminer le champ de charge d'espace.

Ensuite, nous utilisons l'équation paraxiale (3.28), qui décrit la propagation d'un faisceau de longueur d'onde  $\lambda$  dans un milieu photoréfractif. Cette propagation de la lumière est calculée dans chaque tranche élémentaire successive traversée à l'aide de la méthode de SSF (Split Step Fourier).

$$\frac{\partial}{\partial z} A(x, y, z) = i \frac{1}{2k} \nabla_{\perp}^2 A(x, y, z) + i \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n A(x, y, z), \quad (3.28)$$

$\nabla_{\perp}^2 = (\partial^2/\partial x^2, \partial^2/\partial y^2)$ ,  $A(x, y, z)$  sont les composantes transverses du champ optique,  $k = \frac{2\pi n}{\lambda}$  est le vecteur d'onde dans un milieu non perturbé d'indice de réfraction  $n$  et  $\Delta n$  est la variation d'indice induite par le champ de charge d'espace photoréfractif par effet électro-optique (équation (2.5)). La propagation du faisceau gaussien dans le milieu non-linéaire donne la nouvelle répartition dans le cristal qui est ensuite utilisée pour recalculer la nouvelle distribution des espèces électriques lors de l'interaction suivante.

## 3.6 Résultats numériques

### 3.6.1 Études de la focalisation avec un champ pyroélectrique uniforme

Nous utilisons maintenant cette méthode numérique pour étudier la dynamique de focalisation par effet photoréfractif contrôlé par effet pyroélectrique. Afin de valider l'étude expérimentale, nous avons tout d'abord fait plusieurs séries de simulation dans le cas d'un cristal soumis à une température homogène.

Pour cela, nous utilisons les paramètres suivants :  $\lambda = 532$  nm, polarisation extraordinaire, propagation selon Y, dimensions du milieu non linéaire  $X \times Y \times Z = 5 \times 20 \times 0.5$  mm,  $Z//C$ ,  $\Delta T = 20^\circ C$  ( $E_{py} = 42kV/cm$  d'après l'équation (2.7)),  $E_{ph} = 20kV/cm$ . Pour une puissance du faisceau laser fixée à  $P = 75\mu W$  qui donne une intensité crête de  $3.8 \times 10^4 W/m^2 \leq I \leq 6.1 \times 10^3 W/m^2$  pour les tailles des faisceaux à l'entrée du cristal  $20\mu m \leq FWHM \leq 50\mu m$ . Les paramètres du matériau ( $\mu$ , S,  $\gamma$ , ...) sont les mêmes paramètres utilisés dans la référence [188].

Nous étudions, en utilisant le modèle numérique, la focalisation de faisceaux gaussiens de différentes tailles qui se propagent dans le cristal de  $LiNbO_3$  photoréfractif. La figure 3.25, présente les profils d'intensité du spot lumineux en entrée puis en sortie dans les meilleures conditions de focalisation, pour 4 valeurs différentes de taille du faisceau d'entrée variant de  $20\mu m$  à  $50\mu m$  (figure 3.25-a-d).

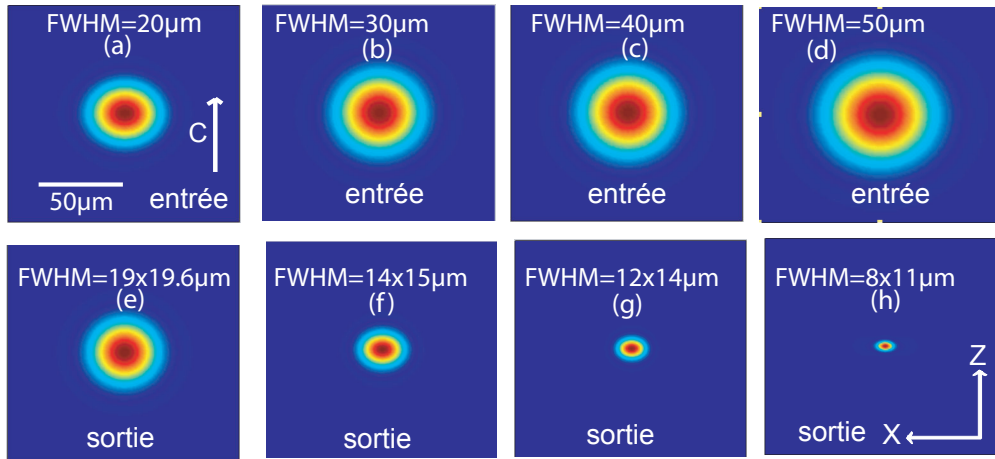


FIGURE 3.25 – Résultats du calcul numérique pour l'autofocalisation pyroélectrique pour une polarisation extraordinaire dans un échantillon de  $LiNbO_3$  de 20 mm de long. Les paramètres de la simulation numérique sont :  $\Delta T = 20^\circ C$ ,  $E_{py} = 42kV/cm$ ,  $E_{ph} = -20kV/cm$ , et  $P = 75\mu W$ ,  $N_A = 2 \times 10^{23} m^{-3}$ ,  $I_d = I/1000$  avec  $I$  l'intensité du faisceau.

Dans tout les cas, nous observons une focalisation sans dislocation. Cette dynamique d'autofocalisation correspond à la dynamique d'autofocalisation observée expérimentalement (figure 3.8) avec une valeur du champ photovoltaïque fixé à  $E_{ph} = 20kV/cm$ . Ceci donne des tailles de spot à la sortie du cristal proche de ceux observés dans l'expérience (figure 3.8). Le seul paramètre libre est la valeur de champ photovoltaïque afin d'avoir une taille de spot similaire à l'expérience.

Afin de faciliter la comparaison théorie-expérience, nous traçons sur la même graphe les points donnant la taille du faisceau obtenu en sortie en fonction de la taille en entrée selon l'axe Z (figure 3.26).

Nous constatons bien que la taille en sortie décroît lorsque la taille en entrée augmente. En effet, pour une taille de  $15\mu m$  en entrée, la taille obtenue en sortie est de  $16\mu m \times 17.6\mu m$  selon X et Z. Cependant, pour une taille plus grande en entrée ( $50\mu m$ ), nous avons obtenu en sortie une taille de  $8.9\mu m \times 11\mu m$  selon X et Z.

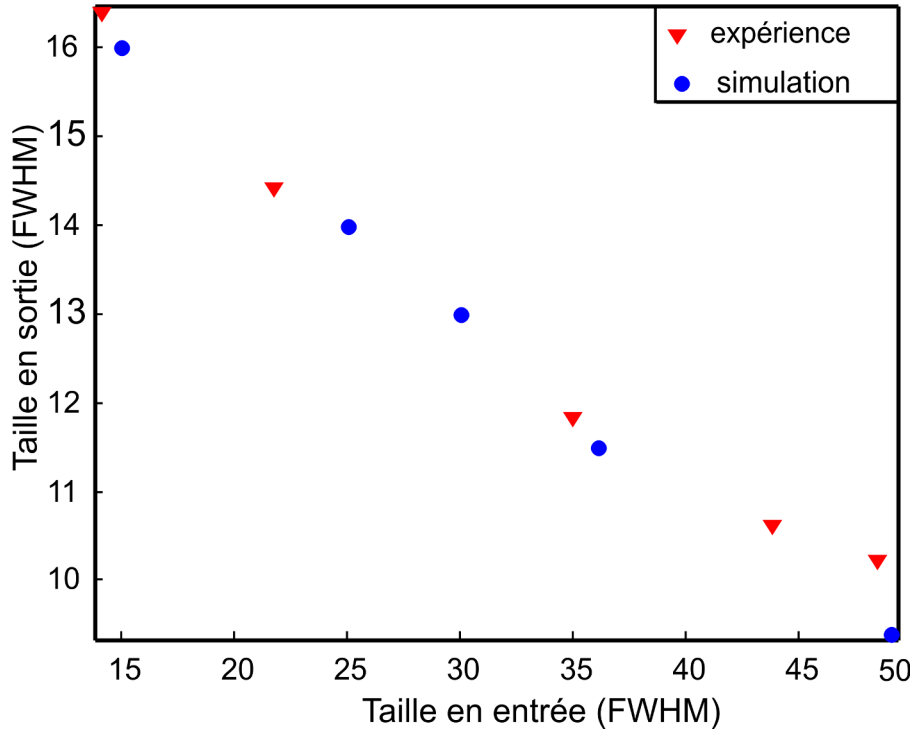


FIGURE 3.26 – Taille de faisceau en sortie en fonction de la taille en entrée selon l'axe Z. Pointes expérimentaux (triangles) et points calculés de la simulation (cercles). Paramètres de la simulation :  $E_{ph} = 20kV/cm$ ,  $E_{py} = 42kV/cm$ .

Nous déduisons que l'accord théorie-expérience est remarquable pour le choix de paramètres :  $E_{ph} = 20kV/cm$ ,  $E_{py} = 42kV/cm$ . Le cristal focalisant a donc un très fort pouvoir focalisant sur des faisceaux de grandes tailles. Ces derniers résultats sont cohérents avec les résultats obtenus expérimentalement dans le paragraphe 3.2.2 (figure 3.9).

Dans la simulation, nous n'avons pas observé l'effet de l'instabilité de modulation (IM) ainsi nous ne pouvons pas observer l'effet de la dislocation du faisceau en sortie du cristal. Cela est lié au fait que nous avons injecté un faisceau idéal en entrée du cristal, ce qui donne toujours un effet focalisant. La dislocation du faisceau peut-être observée en



ajoutant un bruit sur le faisceau modélisé ou en utilisant un faisceau expérimental bruité.

### 3.6.2 Focalisation avec un gradient de température

Dans cette partie, nous nous sommes intéressés au cas d'un cristal avec un gradient de température selon la direction de propagation du faisceau (selon l'axe Y). Nous cherchons à mieux comprendre la génération du guide adiabatique.

Pour cela nous utilisons les paramètres suivants :  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ,  $FWHM = 100\mu\text{m}$ , puissance  $P = 40\mu\text{W}$ ,  $\Delta T_1 = 10^\circ\text{C}$  ( $E_{py1} = 42\text{kV/cm}$ ),  $\Delta T_2 = 30^\circ\text{C}$  ( $E_{py2} = 62\text{kV/cm}$ ),  $E_{ph} = 20\text{kV/cm}$ ,  $I_d = I/1000$ , polarisation extraordinaire, propagation selon Y,  $X \times Y \times Z = 5 \times 20 \times 0.5 \text{ mm}$ ,  $Z/C$ ,  $N_A = 2 \times 10^{23}\text{m}^{-3}$ .

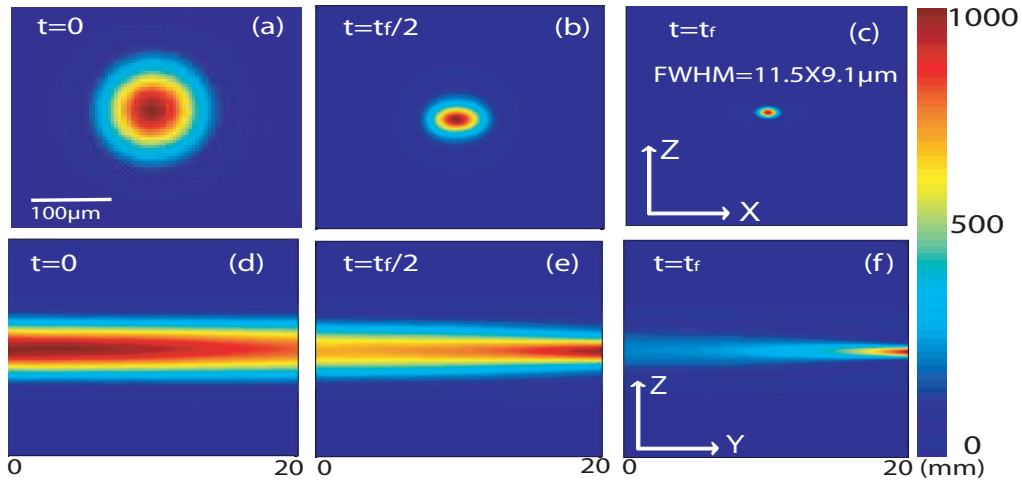


FIGURE 3.27 – Analyse numérique montrant la dynamique de focalisation d'un faisceau, pour une polarisation extraordinaire dans un cristal de  $\text{LiNbO}_3$  de longueur 20 mm. (a-c) distribution d'intensité en sortie dans le plan (XZ). (d-f) distribution d'intensité selon l'axe de propagation Y dans le plan YZ. Paramètres :  $P = 40\mu\text{W}$ ,  $FWHM$  en entrée  $100\mu\text{m}$ ,  $\Delta T_1 = 10^\circ\text{C}$  ( $E_{py1} = 21\text{kV/cm}$ ),  $\Delta T_2 = 30^\circ\text{C}$  ( $E_{py2} = 62\text{kV/cm}$ ),  $E_{ph} = 20\text{kV/cm}$ ,  $I_d = I/1000$ ,  $N_A = 2 \times 10^{23}\text{m}^{-3}$ .

La figure 3.27 présente la dynamique de focalisation à 3 instants différents ( $t = 0, t = t_f/2, t = t_f$  : le temps de focalisation maximal). Les images (a-c) décrivent la distribution de lumière en sortie du cristal dans le plan XZ. Les images (d-f) décrivent l'évolution de la distribution d'intensité selon l'axe de propagation Y.

En régime linéaire après propagation selon l'axe Y sur une distance de 20 mm la diffrac-

tion donne un spot de  $105\mu m$  en sortie du cristal (figure 3.27-a). L'effet photoréfractif se met ensuite progressivement en place et l'autofocalisation atteint un maximum à  $t = t_f$  (figure 3.27-c).

La figure 3.28 présente la composante transverse du champ total  $E_{tot}$  selon l'axe Z en sortie du cristal à 2 instants différents :  $t = 0$  et  $t = t_f$ . Aussi, cette figure présente la variation d'indice correspondante. Nous constatons que l'auto-focalisation se met initialement en place en raison de la baisse du champ  $E_{tot}$  au centre du faisceau (3.28-a) jusqu'à atteindre le maximum de focalisation à  $t = t_f$ . Ensuite au centre du faisceau le champ continue à se creuser jusqu'à atteindre la valeur de saturation qui correspond à la valeur du champ photovoltaïque (figure 3.28-c).

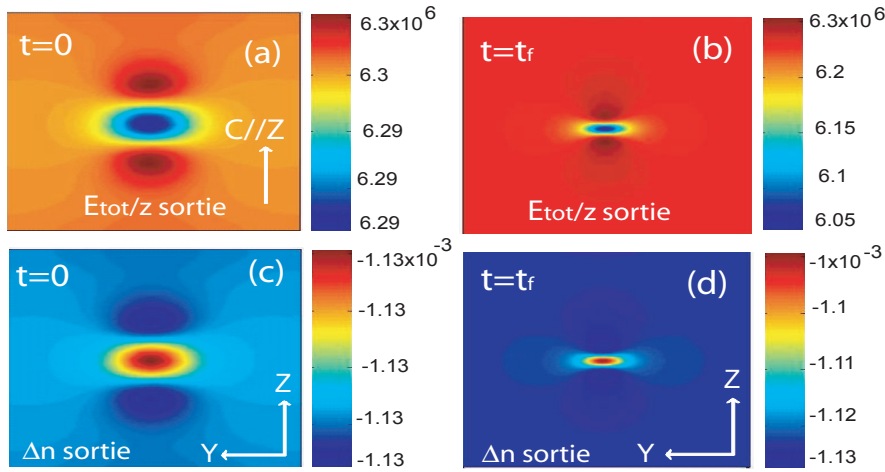


FIGURE 3.28 – (a,b) distribution de la composante z du champ  $E_{tot}$  en entrée et en sortie du cristal. (c,d) variation d'indice induit en entrée et en sortie du cristal. Paramètres identiques à l'expérience 3.27.

Puisque la variation d'indice (figure 3.28-d) est proportionnelle à l'opposé du champ électrique une structure guidante est ainsi créée dans le matériau à condition que  $E_{py} > E_{ph}$ . Enfin, lorsque la nonlinéarité est en place, un spot d'environ de  $10\mu m$  de diamètre est formé, ce qui correspond à la dynamique d'autofocalisation du guide adiabatique observée expérimentalement (figure 3.21).

Dans un deuxième temps, afin d'analyser la dynamique de focalisation, nous avons tracé la figure 3.29 qui présente l'évolution de la taille du faisceau en sortie selon l'axe X (courbe pointillée) et Z (courbe solide).

D'après la figure 3.29, nous pouvons notamment remarquer que la dynamique de focalisation selon l'axe Z est différente de la dynamique de focalisation selon l'axe X comme

nous l'avons observé expérimentalement. La focalisation est plus rapide selon l'axe Z que selon l'axe X. Cela est dû à l'anisotropie de la modulation d'indice de  $LiNbO_3$  [159,215]. Par ailleurs, nous observons des oscillations amorties de la taille selon l'axe X qui est liée à l'effet de focalisation progressive du faisceau à l'intérieur du cristal, ce qui donne une oscillation du profil d'intensité dans la direction longitudinale. Cette oscillation n'existe pas selon l'axe Z car le champ induit selon l'axe Z est plus important que selon l'axe X (figure 2.4). Ainsi, la variation d'indice est plus forte selon Z que selon X.

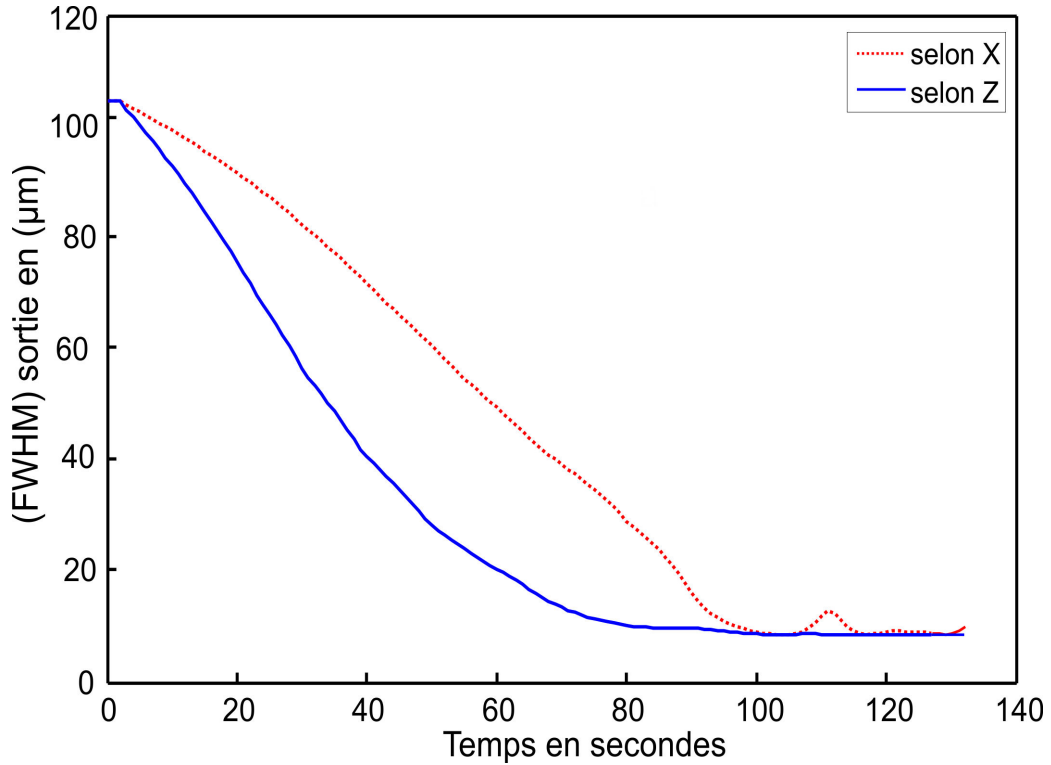


FIGURE 3.29 – Calcul de l'évolution de la taille de faisceau au cours de la focalisation avec un gradient de température. Courbe pointillé selon X, courbe solide selon Z.

Nous constatons donc que cette courbe présente de nombreuses similarités avec la courbe expérimentale (figure 3.22). Si nous comparons les deux figures, nous pouvons notamment remarquer le même comportement selon les deux axes. De plus, dans la simulation, si on laisse le processus d'autofocalisation, nous pouvons observer des oscillations au lieu de dislocation, avant la face de sortie du cristal. Cette oscillation est présentée sur la figure 3.30 qui montre le profil d'intensité au cours de propagation dans le plan YZ sur une longueur de propagation de 20 mm.

Afin de présenter le profil du guide généré par cette focalisation adiabatique, nous

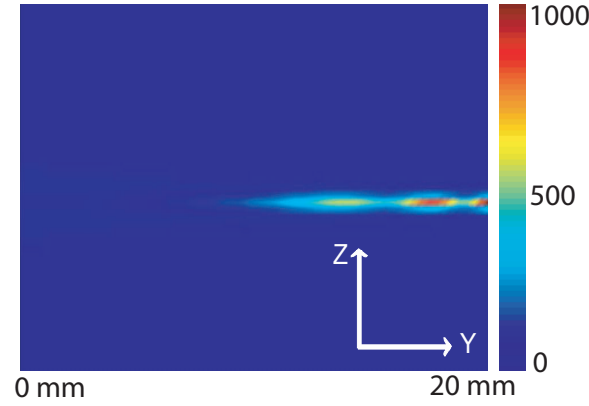


FIGURE 3.30 – Oscillations du profil en intensité le long de l'axe de propagation.

avons tracé différents distribution d'indice sur la figure 3.31. Le calcul numérique de la distribution d'indice du guide adiabatique induit correspond à un faisceau injecté de  $100\mu\text{m}$  à l'entrée du cristal de 20 mm de long avec un gradient de température de  $20^\circ\text{C}$  entre l'entrée et la sortie.

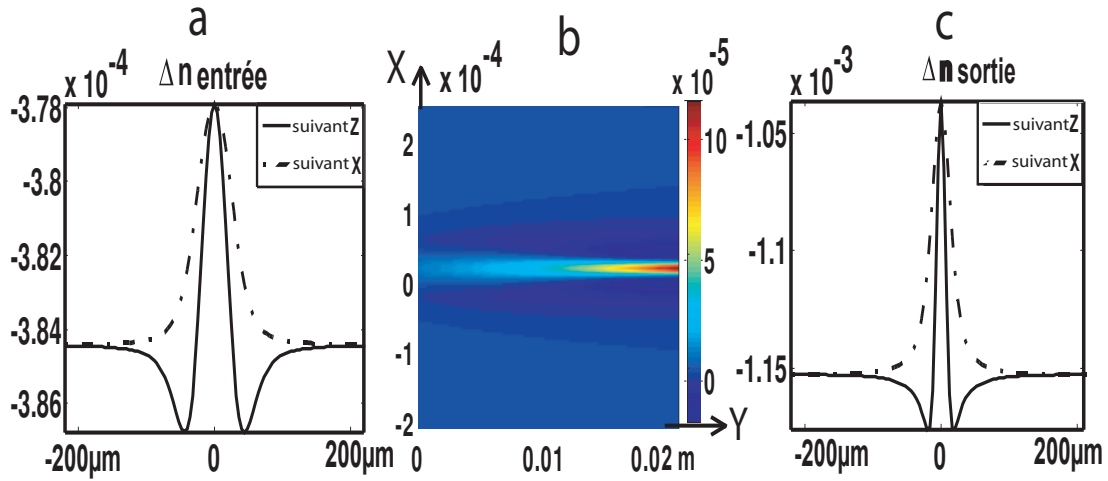


FIGURE 3.31 – Calcul numérique de la variation d'indice induite par un faisceau auto-focalisé dans un cristal de 20 mm de long selon l'axe Y avec un gradient de température. (a) profil à l'entrée du cristal selon X et Z, (c) profile à la sortie selon X et Z, (b) distribution dans le plan (YZ). Paramètres :  $P = 40\mu\text{W}$ , FWHM d'entrée  $100\mu\text{m}$ ,  $T_1 = 10^\circ\text{C}$  ( $E_{py1} = 21\text{kV/cm}$ ),  $\Delta T_2 = 30^\circ\text{C}$  ( $E_{py2} = 62\text{kV/cm}$ ),  $E_{ph} = 20\text{kV/cm}$ .

Les figures 3.31-a-c montrent l'anisotropie de l'effet photoréfractif qui fait apparaître

deux minima locaux selon l'axe  $C//Z$  ce qui est typique de la distribution de charge 2-D comme il a été observé dans les solitons écrants [199]. Ces minima n'apparaissent pas dans le profil suivant l'axe X. Cette distribution d'indice anisotropique explique l'ellipticité des faisceaux observés expérimentalement. Par ailleurs, si on compare l'amplitude de la variation d'indice en sortie et en entrée du guide, on trouve une variation d'indice en sortie de  $0.1 \times 10^{-3}$  beaucoup plus importante qu'en entrée  $9 \times 10^{-6}$ .

### 3.7 Caractérisation expérimentale des guides générés

Dans cette partie, nous présentons les caractéristiques des guides adiabatiques générés dans la partie 3.4.

Les guides adiabatiques 2-D réalisés précédemment combinent des variations de dimension ainsi que de profondeur d'indice de réfraction pour former une structure guidante avec de faibles pertes de propagation. Cette structure d'indice est mémorisée pendant plusieurs semaines dans les échantillons et elle peut donc être utilisée comme un guide d'onde en entonnoir.

La transmission des guides générés a été mesurée en fonction du décalage du guide selon l'axe X et selon l'axe Z. Lorsque le guide est formé, la température appliquée est ramenée à la température ambiante ( $20^\circ\text{C}$ ) et l'intensité optique est réduite à quelques  $\text{W}/\text{m}^2$  afin d'éviter d'effacer la structure inscrite.

Dans les meilleures conditions d'injection du faisceau à l'intérieur du guide, nous mesurons la transmission maximale du dispositif  $\eta$ , dont la formule théorique est donnée par :

$$\eta = \frac{P_s}{P_e} \times \frac{R_1}{T_L T_2 (1 - R_F)^2} \quad (3.29)$$

Où  $R_1 = 0.38$ ,  $T_1 = 0.62$  sont les coefficients de réflexions et transmissions de la lame semi-transparente  $S_1$ .  $R_2 = 0.068$ ,  $T_2 = 0.93$  sont les coefficients de réflexions et transmissions de la lame semi-transparente  $S_2$ .  $T_L = 0.95$  est le coefficient de transmission de la lentille.  $R_F = 0.14$ ,  $T_F = 0.86$  sont les coefficients de la réflexion et de la transmission de Fresnel. La transmission est donnée par le rapport des puissances en sortie ( $P_s = 4195$ ) et en entrée ( $P_e = 10487$ ) mesurées grâce à la camera CCD en sommant les niveaux de chaque pixel pour les images d'entrée et de sortie du guide. En d'autres termes, la trans-

mission est mesurée en sommant l'intensité de chaque pixel sur une fenêtre entourant le spot lumineux. Les coefficients de réflexions et de transmissions des différents composants optiques du montage sont pris en compte dans le calcul (figure 3.32). De l'équation (3.29), nous calculons une transmission de 70% du dispositif (0.77 dB/cm), sachant que les pertes par absorption sont de l'ordre de 0.04 dB/cm.

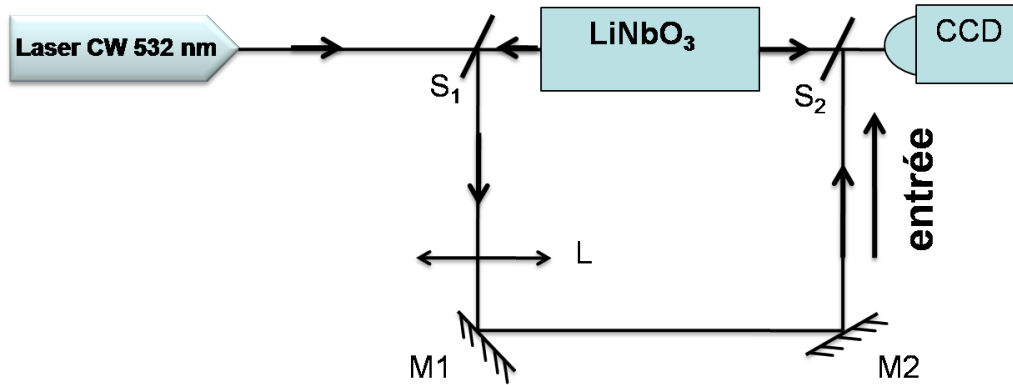


FIGURE 3.32 – Montage expérimental utilisé pour calculer la transmission pertes.  $S_1$ ,  $S_2$  lames semi-transparentes,  $L$  lentille.

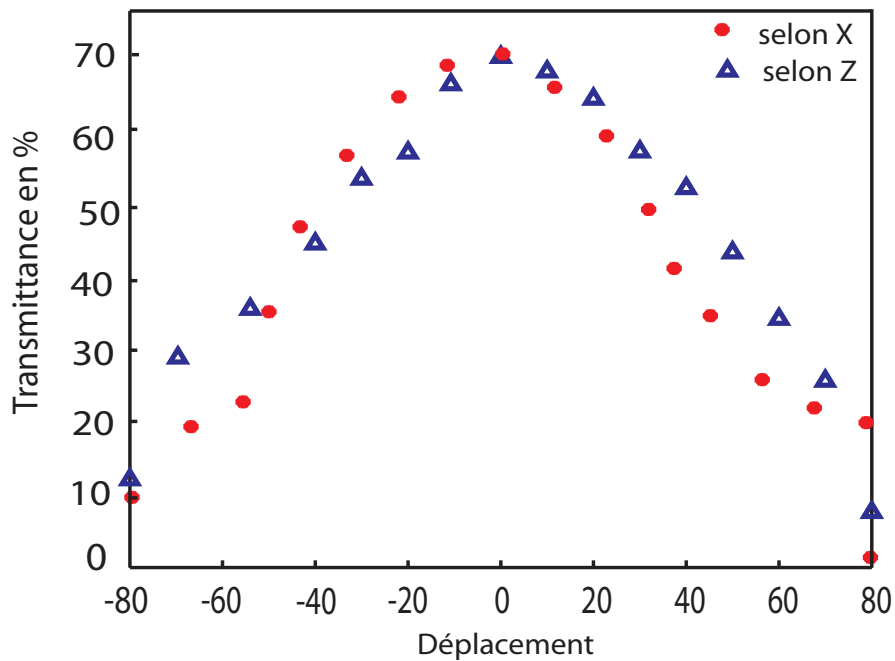


FIGURE 3.33 – Courbe de transmission du guide en fonction du décalage du faisceau suivant  $X$  et  $Z$ .

Nous traçons dans la figure 3.33 la transmission en fonction du déplacement du faisceau selon  $X$  et  $Z$ . Cette figure (3.33) correspond au cas du guide adiabatique généré dans

l'expérience présentée sur la figure 3.21. Nous observons avec le même faisceau d'écriture de  $100\mu m$  (FWHM) en polarisation extraordinaire, que la transmission du guide est d'environ 70% lorsque le couplage entre le faisceau et le guide généré est optimal. De plus, nous remarquons que les profils de transmission du faisceau sonde sont similaires suivant les deux axes. Par ailleurs, ces points expérimentaux peuvent être assimilés à des profils gaussiens. La largeur à mi-hauteur est d'environ  $95\mu m$ , ce qui correspond à la taille de faisceau injecté en entrée du cristal ( $100\mu m$ ). Ce qui permet de dire que la taille du guide en entrée est proche de la taille du faisceau qui a généré le guide.

### 3.7.1 Robustesse du guide induit

Dans l'analyse qui suit, nous vérifions les capacités guidantes au cours du temps. Cela permet de déduire l'évolution de la profondeur d'indice du guide. Nous nous sommes appuyés sur la théorie des solitons spatiaux brillants 1-D [197] qui montre l'évolution au cours du temps de la taille d'un soliton brillant dans un milieu photoréfractif avec champ appliqué donné (figure 3.34).

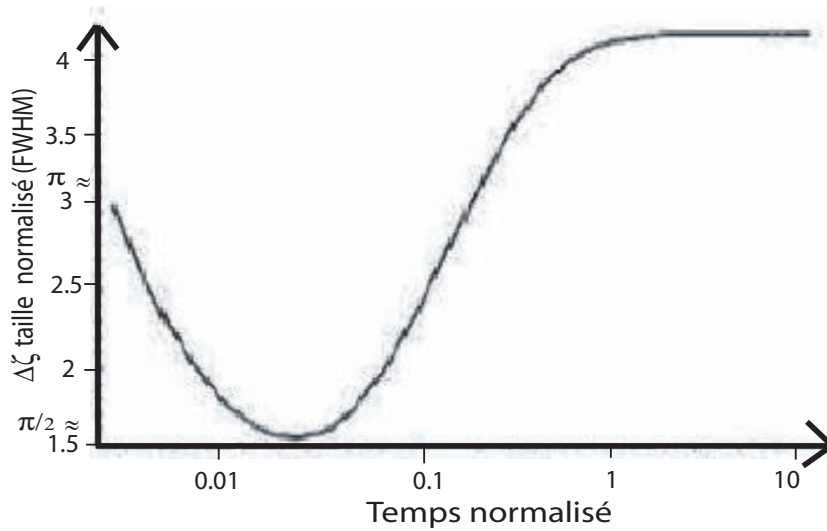


FIGURE 3.34 – Taille (FWHM) normalisé du soliton en fonction du temps.

Nos expériences ont été réalisées dans le régime quasi-établi, ce qui correspond au maximum de focalisation comme le montre la figure précédente. Cette taille minimale est atteinte pour une taille normalisé  $\Delta\xi = \pi/2$  [216] où  $\Delta\xi$  est donné par l'équation suivante :

$$\Delta\xi = \Delta x k n (r_{eff}(V/L))^{1/2} = \frac{\Delta x 2\pi}{\lambda} (2n|\Delta n|)^{1/2} \quad (3.30)$$

Avec :

- $\Delta\xi$  : taille normalisée du faisceau.
- $r_{eff}$  : coefficient électro-optique.
- $V$  : tension appliquée aux bornes du cristal.
- $L$  : épaisseur du cristal.
- $k$  : vecteur d'ondes dans le milieu qui vaut  $(2\pi n)/\lambda$ .
- $n$  : indice de réfraction moyen du cristal.
- $\lambda$  : longueur d'onde du laser de formation.
- $\Delta x$  : taille du soliton à mi-hauteur (FWHM).
- $\Delta n$  : variation d'indice maximale sous le champ  $E_0$ , où  $\Delta n = -\frac{1}{2}n^3 r_{eff} E_0$ .

Dans le cas d'un milieu pyroélectrique photovoltaïque le champ appliqué  $E_0$  est remplacé par  $(E_{py} - E_{ph})$ . Ce champ équivalent est à l'origine de la variation d'indice pour générer le guide.

Notre but est de vérifier la durée de vie du guide, c'est-à-dire, combien de temps le guide peut rester mémorisé dans le matériau. Pour cela, d'après l'équation (3.31) nous pouvons calculer la profondeur de guide ( $\Delta n$ ) qui est donnée par la relation suivante en connaissant la largeur à mi-hauteur du mode guidé  $\Delta x$  et la longueur d'onde utilisée ( $\lambda = 532nm$ ) :

$$\Delta n = \frac{\lambda^2}{8 \cdot n_e \cdot \Delta x^2} \quad (3.31)$$

Où  $n_e$  est l'indice extraordinaire du  $LiNbO_3$ .

---



Lors de ce test, nous avons utilisé un guide généré par un gradient de température avec une polarisation extraordinaire dans un échantillon stœchiométrique de  $LiNbO_3$  (expérience illustrée par la figure 3.21).

Lorsque le guide est formé, la régulation de température est stoppée et l'intensité optique est réduite à quelques  $W/m^2$  afin d'éviter d'effacer optiquement la structure inscrite. L'analyse du guide s'est déroulée sur une période de 15 jours, chaque jour une mesure est effectuée en sauvegardant une image de la face de sortie du guide alors que le guide reste dans le noir le reste du temps. À partir de cette image nous obtenons  $\Delta x$  et grâce à l'équation (3.31) nous pouvons estimer la profondeur du guide  $\Delta n$ .

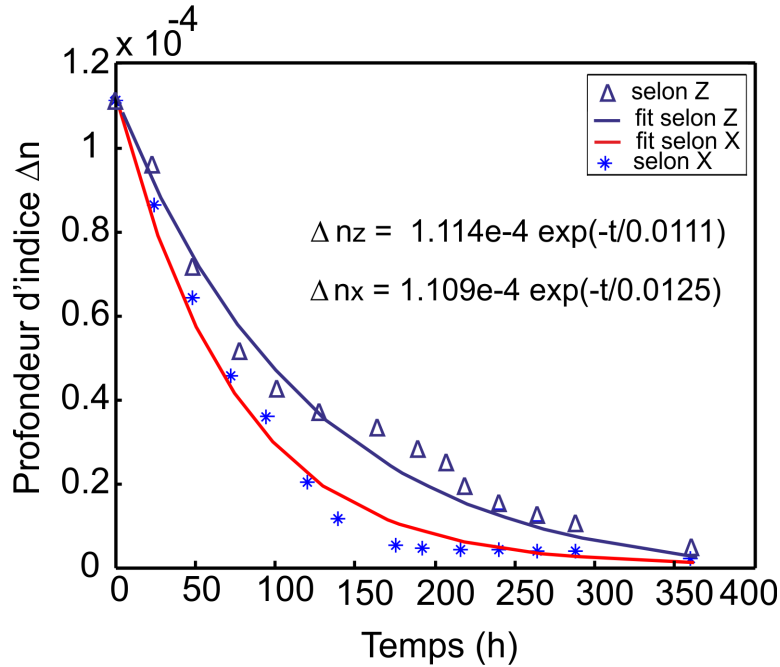


FIGURE 3.35 – Mesure expérimentale de la profondeur d'indice d'un guide inscrit au cours de son effacement ( $LiNbO_3$  stœchiométrique).

La figure 3.35, illustre l'évolution de la profondeur d'indice d'un guide inscrit dans un cristal de  $LiNbO_3$  stœchiométrique. Si on exploite l'évolution de la taille de mode guidé selon l'axe X ou selon l'axe Z nous constatons que les deux courbes montrent une profondeur d'indice qui évolue selon une exponentielle décroissante. Nous déduisons de ces courbes un affaiblissement de la profondeur d'indice en fonction du temps. Cela nous permet de déduire la constante de temps qui est caractéristique de l'affaiblissement de profondeur d'indice. Nous avons approximé ces courbes (figure 3.35) à l'aide de la relation donnant les durées de vie  $\tau$  selon X et Z.

$$\left. \begin{aligned} \Delta n_z &= 1.114e^{-4} \exp(-t/0.00111) \\ \Delta n_x &= 1.109e^{-4} \exp(-t/0.0125) \end{aligned} \right\} \quad (3.32)$$

Les durées de vie  $\tau$  déduites des ces équations (3.32) sont :  $\tau_x = 1/0.0125 = 80$  h,  $\tau_z = 1/0.0111 = 90$  h. La décroissance selon X est plus rapide selon Z ce qui est en accord avec le fait que le guide inscrit est anisotrope.

Le guide est plus profond suivant Z que suivant X comme le montre par exemple le résultat de la figure 3.31. Bien que notre modèle permette de déduire la profondeur du guide en une dimension transverse 1-D, il ne nous permet pas malgré tout d'obtenir le profil exact d'indice du guide 2-D, mais il nous donne seulement une valeur approchée de sa durée de vie. Enfin, en prenant en compte les limites de validité de notre méthode et les incertitudes expérimentales nous pouvons affirmer que le guide reste mémorisé dans le matériau environ 3 jours. Cette durée de vie dépend fortement des propriétés du  $LiNbO_3$  et il est possible d'atteindre des durées de vie allant de quelques minutes à une année [214] en fonction de la résistivité du matériau.

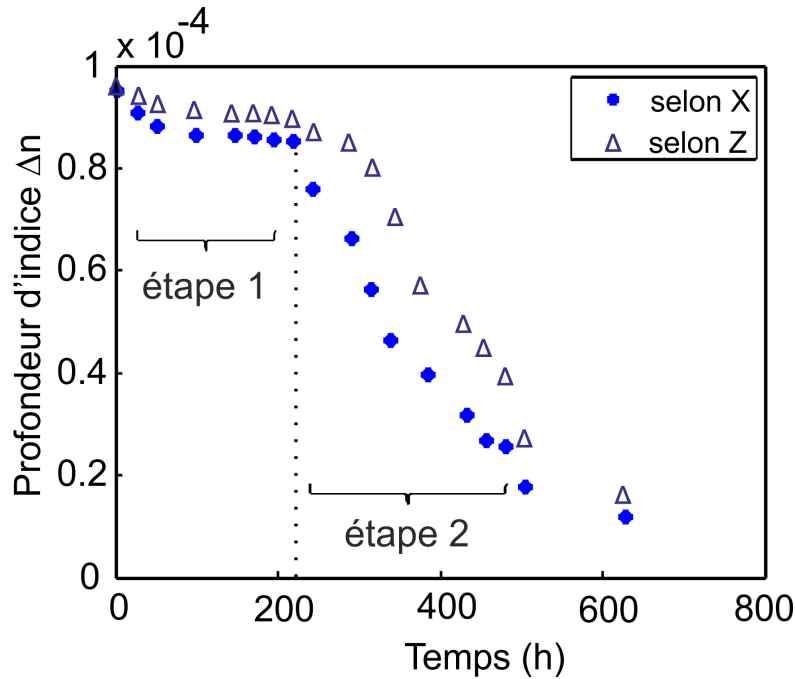


FIGURE 3.36 – Mesure expérimentale de la profondeur d'indice d'un guide inscrit au cours de son effacement ( $LiNbO_3$  congruent).

Dans la suite, la même expérience a été réalisée pour un cristal de  $LiNbO_3$  congruent [161, 217] (figure 3.36). Nous constatons cette fois que les courbes ne correspondent pas à

une exponentielle décroissante. En effet, nous remarquons deux étapes qui apparaissent dans l'effacement du guide. La première étape commence par un effacement très lent du guide pendant une durée d'environ 200 h (8 jours) puis une décroissance rapide. Ce comportement étrange vient peut-être d'un changement dans les paramètres expérimentaux au cours de la mesure (puissance de faisceau de lecture, éclairage ambiant).

Enfin, nous trouvons que la durée de vie du guide généré dans un cristal de  $LiNbO_3$  congruent est 3 fois plus grande que dans un cristal de  $LiNbO_3$  stœchiométrique.

Nous pouvons évaluer à partir de la valeur de la durée de vie ( $\tau$ ) la conductivité  $\sigma$  du matériau qui est donnée par la relation suivante  $\sigma = \epsilon/\tau$ , où  $\epsilon$  est la permittivité diélectrique du matériau  $\epsilon = \epsilon_0\epsilon_r$ . Nous avons trouvé que la conductivité moyenne est de l'ordre de  $1.04 \times 10^{-15} \Omega^{-1}m^{-1}$ . Si on compare avec d'autres valeurs publiées sur la conductivité de  $LiNbO_3$ , ( $\sigma_{théo} = 7 \times 10^{-13} \Omega^{-1}m^{-1}$ , [218]), nous obtenons une conductivité plus faible. Ceci est dû au fait que la mesure a été effectuée dans le noir. D'un autre côté, il est bien connu que la conductivité est dépendante de la température [219, 220] et de la réduction [221] ou de l'oxydation [222] du matériau. Cette variation de la conductivité a été observée dans les deux compositions utilisées.

Comme la durée de vie dans un cristal congruent est plus grande que dans un cristal stœchiométrique cela nous permet de conclure que la conductivité du  $LiNbO_3$  congruent est plus petite que la conductivité du  $LiNbO_3$  stœchiométrique. Donc, ce résultat est cohérent avec les résultats trouvés dans la littérature [218].

## 3.8 Conclusions

Nous avons démontré expérimentalement le concept d'autofocalisation adiabatique dans un milieu photoréfractif et plus précisément dans un cristal de  $LiNbO_3$ . Cette autofocalisation est possible en appliquant une nonlinéarité homogène si le faisceau injecté est de petit diamètre. Pour des diamètres plus grands, l'expérience consiste à appliquer un gradient de température adapté, ce qui nous permet de contrôler l'amplitude de la nonlinéarité à l'aide de l'effet pyroélectrique. En raison du temps de réponse de l'effet photoréfractif, ce gradient de température doit-être appliqué graduellement afin d'obtenir un régime de focalisation stable. Ce milieu à nonlinéarité inhomogène permet de focaliser efficacement et sans apparition de dislocation, un faisceau initialement large de  $100\mu m$  en

un mode confiné circulaire d'environ  $12\mu m$  dans un cristal de 20 mm de long. Ces résultats valident le concept de l'autofocalisation dans des milieux à nonlinéarité variable. La structure d'indice inscrite lors de cette autofocalisation constitue un guide adiabatique.

Par ailleurs, nous avons développé un modèle numérique basé sur les équations de transport de charge de Kukhtarev, avec un seul centre profond, où le déplacement des charges libres (électrons) est dû, au champ électrique, à l'effet photovoltaïque et à la diffusion. Ce programme nous permet d'obtenir l'évaluation en 3-D du champ de charge d'espace et donc de la variation d'indice induite par le faisceau auto-focalisé.

Les résultats expérimentaux ont été confirmés par ce modèle. Enfin, nous avons également analysé les propriétés et les caractéristiques des guides adiabatiques générés au cœur du  $LiNbO_3$ , telles que la transmission et la durée de vie.

## Chapitre 4

# Capteur optofluidique intégré en niobate de lithium

Ce chapitre présente tout d’abord une courte introduction sur les capteurs optiques optofluidiques, avant de présenter le capteur que nous avons développé. Ensuite, nous allons étudier le comportement d’autofocalisation d’un faisceau laser en présence et en l’absence d’un canal. Enfin, nous montrerons le principe de fonctionnement de ce capteur, sa fabrication, ainsi que les tests du dispositif optofluidique réalisé.

### 4.1 Introduction

Les sciences de la lumière et les fluides ont été associés depuis que Léon Foucault a déterminé la vitesse de la lumière en 1862. En effet, L. Foucault a constaté que celle-ci n’était pas la même dans l’eau et dans l’air. Ces règles physiques sont désormais exploitées dans des applications qui permettent de diriger la lumière là où elle sera la plus utile. De cette combinaison entre la lumière et la micro-fluidique est née le domaine de l’optofluidique [223, 224]. Cette discipline est intéressante pour plusieurs applications comme des dispositifs optiques accordables [225], la bio-photonique [226], l’énergie solaire [227] et également la fabrication de capteurs optofluidiques miniaturisés qui permettent d’intégrer plusieurs fonctionnalités au sein de dispositifs compacts. Il est devenu possible d’exploiter

les interactions entre la lumière et le liquide à faible volume pour de multiples applications en relation avec les sciences du vivant comme la biologie, la biochimie et l'analyse pour le diagnostic médical. L'optofluidique tire donc profit des propriétés uniques des liquides pour proposer des dispositifs miniaturisés accordables et reconfigurables.

Des guides d'ondes optiques traversant des canaux micro fluidiques constituent une configuration intéressante pour ces dispositifs optiques. Une telle association permet d'effectuer des analyses chimiques, rapides ou des tests biologiques à bas coût qui dépendent de l'interaction de la lumière et d'un liquide [228, 229].

Ces composants sont basés sur une variété de substrats. Par exemple, des dispositifs ont été mis au point à partir de verres [230], de silicium [231], de polymère [232–234] ou encore de PDMS<sup>1</sup> (polydiméthylsiloxane) [229, 235].

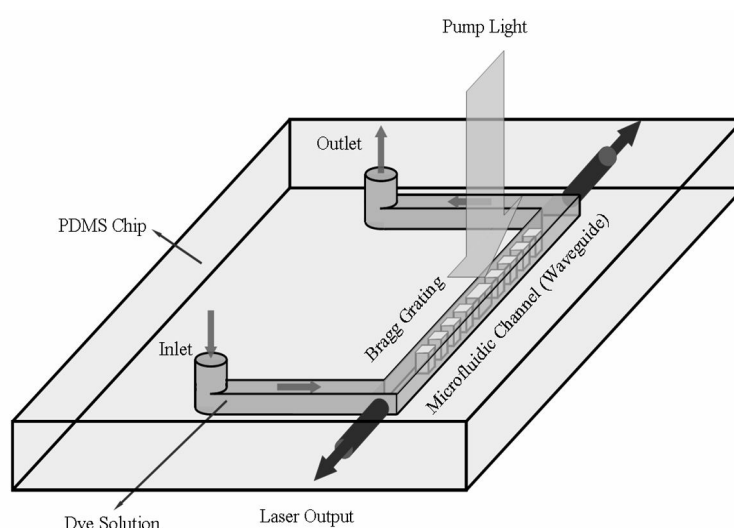


FIGURE 4.1 – Exemple de composants opto-fluidiques intégrés réalisés en PDMS [235].

La figure 4.1 présente le schéma de principe d'un dispositif optofluidique réalisé sur un substrat de polymère siliconé (PDMS) qui est très utilisé pour la micro-fluidique et la nano-fabrication [236, 237] car il possède de bonnes propriétés optiques dans le visible. Un canal micro-fluidique avec une structure de réseau de Bragg (DFB (Distributed FeedBack) a ainsi été fabriqué en PDMS en utilisant la technique de lithographie (figure 4.1) [238, 239]. Lorsque le canal micro-fluidique est rempli par un colorant d'indice de réfraction plus élevé que celui du PDMS, il agit comme un guide d'onde optique. Grâce à la périodicité

<sup>1</sup>PDMS : c'est un composant appartenant à un groupe de composés organosiliciés polymères qui sont communément appelé silicones. Il est le polymère le plus largement utilisé à base de silicium organique.

du réseau de Bragg, une source de lumière de longueur d'onde ajustable en fonction du colorant est réalisée. Cette longueur d'onde peut-être proche de l'UV (ultraviolet) ou de l'IR (infrarouge).

La capacité de contrôler optiquement les particules présentes dans un liquide peut-être également exploitée pour créer une gamme de nouveaux dispositifs optofluidiques. Ainsi, la figure 4.2-a montre un schéma d'interrupteur tout-optique basé sur la manipulation de particules dans un fluide [240–242].

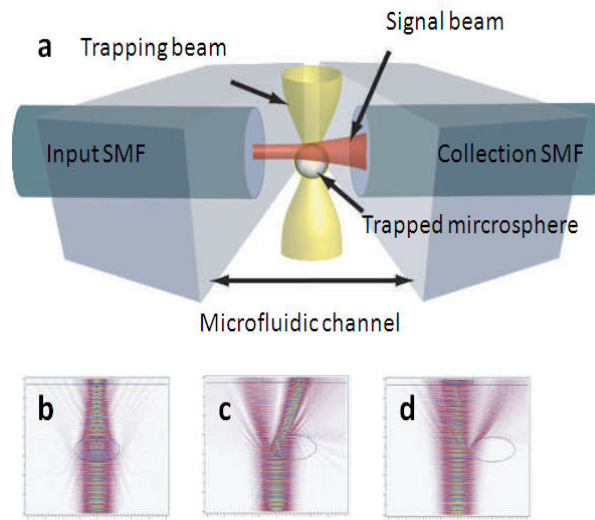


FIGURE 4.2 – *Interrupteur tout-optique basé sur la manipulation de particules dans un fluide [240] par voie optique.*

La méthode utilisée pour créer ce commutateur consiste à contrôler une microsphère par un faisceau optique entre deux guides monomodes séparés par une courte distance. La transmission (le couplage) entre les deux guides dépend de la position de la microsphère. La meilleure transmission peut être obtenue lorsque la microsphère est bien centrée entre les deux guides. Dans ce cas cette microsphère fonctionne en tant que lentille de focalisation. La transmission baisse si la microsphère est excentrée. La figure 4.2-b-d présente des résultats de simulations qui montrent que la déviation du faisceau dépend de la position de la microsphère dans le canal micro-fluidique.

Récemment les recherches se sont orientées vers des capteurs optofluidiques miniaturisés et intégrés. Ces capteurs sont utiles pour analyser divers phénomènes avec précision et rapidité, telles que l'étude de réactions immunologiques [243, 244], les réactions cinétique [245, 246], l'analyse de la fluorescence [247, 248] ou encore pour la spectroscopie [249].

Les techniques de fabrications standards (photolithographie, gravure, ... etc) sont souvent employées. La technique par photo-induction offre également d'excellentes solutions [60] comme illustré sur la figure 4.3.

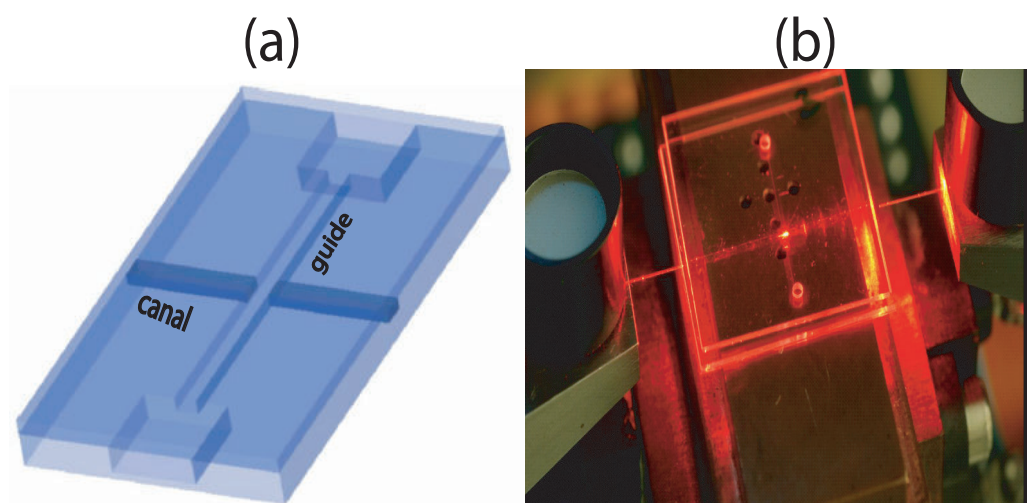


FIGURE 4.3 – Composant opto-fluidique réalisé au cœur d'un substrat en polymère (PMMA) [250]. (a) Dessin de principe du composant. (b) Photographie du dispositif réalisé.

La figure 4.3-a montre l'association d'un guide d'onde optique et d'un micro-canal dans un substrat de PMMA (Polymethyl Methacrylate). Le guide d'onde optique traverse perpendiculairement le canal. La conception des canaux et des guides d'ondes est basée sur la photo-dégradation du PMMA à l'aide d'un éclairage dans l'ultraviolet. Les canaux ( $5\mu\text{m}$  de profondeur) et les guides traversant sont réalisées par lithographie. Le dispositif est recouvert d'un second substrat de PMMA par collage thermique. Ces différentes étapes de fabrication nécessitent une technologie de salle blanche, ce qui implique des coûts de fabrication élevés. L'image (b) de la figure 4.3 montre le dispositif final, où le canal micro-fluidique est rempli sous l'effet des forces capillaires [250]. Les trous cylindriques dans le substrat servent de réservoir pour le liquide à caractériser.

Très récemment une étude a été effectuée sur des guides photo-induits par effet photoréfractif par Fazio et al. [251] afin de réaliser un capteur d'indice intégré basé sur des guides d'ondes de surface. Ce dispositif appelé RISSOR pour refractive-index surface-soliton sensor permet l'analyse d'indice de réfraction. Cette structure est hybride et elle combine des guides traditionnelles avec un guide superficiel réalisé par un soliton photo-réfractif.



L'objectif principal de ce chapitre est d'illustrer la capacité des guides photo-induits comme brique de base pour des structures optofluidiques.

La configuration étudiée est constituée d'un guide d'onde circulaire traversant un canal fluide intégré dans un substrat monolithique de  $\text{LiNbO}_3$ . Ce canal est réalisé par une scie de précision [252] et le guide d'onde optique est induit par un faisceau photoréfractif autofocalisé et contrôlé par l'effet pyroélectrique [176].

Après avoir démontré la faisabilité de cette architecture, nous l'exploiterons afin de réaliser un capteur d'indice.

## 4.2 Configuration étudiée

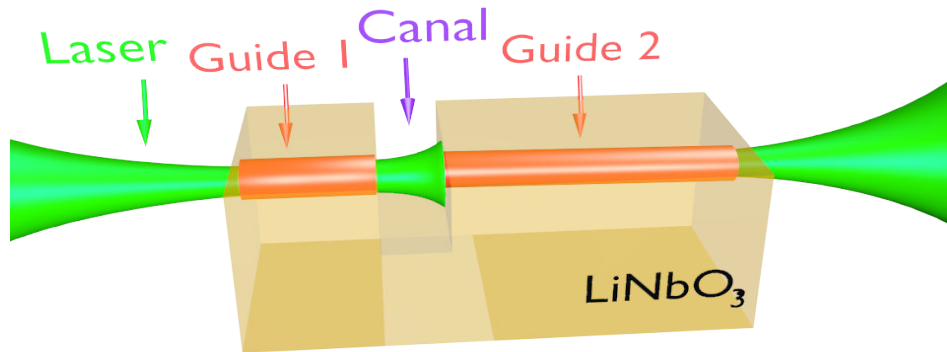


FIGURE 4.4 – Schéma de principe de la configuration étudiée.

La configuration étudiée est illustrée sur la figure 4.4. Les échantillons sont découpés par une scie de précision équipée d'une lame de polissage. Des canaux sont ensuite gravés dans ces échantillons par la même lame. Des tests sont alors réalisés en injectant un faisceau dans l'échantillon afin de vérifier s'il est possible d'induire des guides d'ondes à l'aide de faisceaux autofocalisés. Si le régime d'autofocalisation est possible alors deux guides d'ondes automatiquement et parfaitement alignés sont présents de chaque côté du canal comme le montre la figure 4.4.

### 4.3 Fabrication de canaux fluidiques

Nous utilisons des wafers commerciaux de  $LiNbO_3$  non dopés, congruents de qualité photonique orientés selon l'axe cristallin C. Les échantillons sont coupés avec une scie de précision (Disco DAD 321) qui fournit une découpe de qualité optique. Le polissage peut donner une faible rugosité, ce qui induira peu de pertes. Lors de la découpe, la plaquette de  $LiNbO_3$  est maintenue sur le support à l'aide d'un film adhésif afin de découper des échantillons de taille typique  $8 \times 15 \times 0.5 \text{ mm}^3$  selon X, Y et Z, respectivement comme illustré sur la figure 4.5.

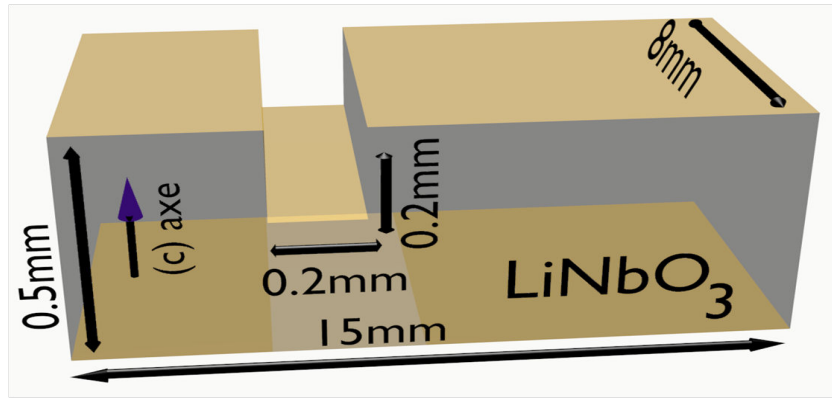


FIGURE 4.5 – Illustration et dimensions des puces utilisées expérimentalement.

La scie de précision est donc utilisée respectivement pour polir la face d'entrée et la face de sortie de l'échantillon mais également pour obtenir un bon état de surface sur les parois internes de la tranchée afin de limiter les pertes produites par la diffusion de lumière. Pour réaliser ce polissage, nous utilisons une lame polymère avec des particules de diamants. Cette lame a un diamètre de 56 mm et une épaisseur de  $200 \mu\text{m}$ . Les vitesses utilisées pour la rotation et vitesse de la coupe sont respectivement de 10000 tr/min et de  $0.2 \text{ mm.s}^{-1}$ . La température du système (lame et échantillon) est contrôlée par un apport constant d'eau, tout au long du processus. Cette technologie de découpe et de polissage a été détaillée dans la littérature [252]. Cette lame nous permet de fabriquer un canal de  $200 \mu\text{m}$  de large orientée selon l'axe X et de  $200 \mu\text{m}$  de profondeur, avec des parois lisses.

## 4.4 Étude de l'autofocalisation dans la structure

### 4.4.1 Principe

Pour tester l'autofocalisation dans notre structure, nous avons utilisé un laser continu à  $\lambda = 532 \text{ nm}$ . Le faisceau du laser est focalisé sur la face d'entrée de l'échantillon à l'aide d'une lentille. La face de sortie du cristal est observée par une caméra CCD via une autre lentille comme illustré sur la figure 4.6.

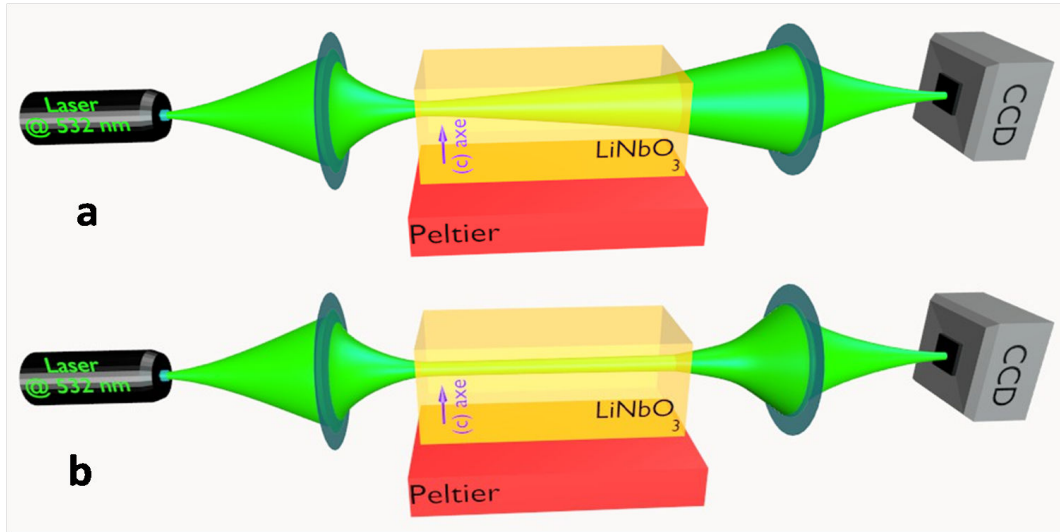


FIGURE 4.6 – (a), propagation en régime linéaire à température ambiante. (b), propagation en régime non-linéaire lorsque la température est élevée.

Initialement, à la température ambiante ( $20^\circ\text{C}$ ), nous observons en sortie un spot de grande dimension à cause de la diffraction comme illustré sur la figure 4.6-a. Si les conditions sont adaptées (température du cristal + puissance du faisceau), au fur et à mesure que l'effet photoréfractif se développe la lumière se confine progressivement. Au final, le faisceau peut former son propre guide d'onde en se propageant avec un profil transversal invariant comme le montre la figure 4.6-b. Dans ce régime, un soliton photoréfractif spatiale est formé.

### 4.4.2 Études expérimentales

Nous allons ici analyser expérimentalement l'autofocalisation d'un faisceau en présence du canal. Le dispositif expérimental utilisé est représenté sur la figure 4.7. Il est composé d'une structure de  $LiNbO_3$  comme celui illustré sur la figure 4.5. Nous avons utilisé pour la phase d'écriture un laser de longueur d'onde 532 nm ou une diode laser de longueur d'onde  $\lambda = 640$  nm de largeur spectrale de 10 nm. Le faisceau est polarisé linéairement selon l'axe  $\vec{C}$  du cristal.

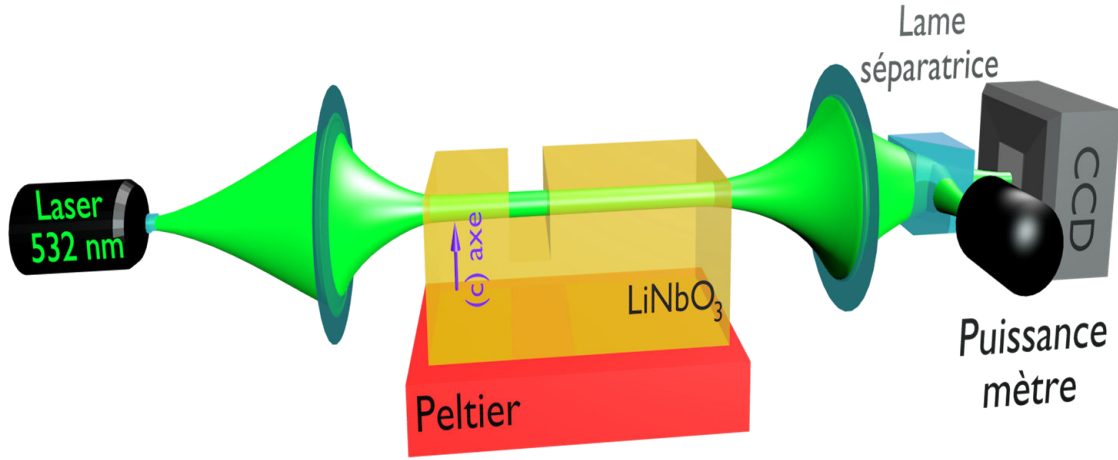


FIGURE 4.7 – Schéma du dispositif expérimental pour analyser l'autofocalisation en présence d'un canal.

Une lentille convergente avec une focale de 15 cm a été utilisée afin de focaliser le faisceau sur la face d'entrée de l'échantillon. Une autre lentille de focale 5 cm sert à imager la face de sortie de l'échantillon sur une caméra CCD ce qui permet la visualisation et la mesure du profil de faisceau. Un puissance-mètre en sortie du dispositif est utilisé pour mesurer la puissance du faisceau. La structure est placée sur une plaque métallique qui est contrôlée en température par un élément à effet Peltier qui permet d'appliquer une température homogène sur tout le cristal. Cette température est contrôlée avec une précision de  $\mp 0.1^\circ C$ .

Nous avons commencé les expériences en essayant de générer un guide sous le canal. La dynamique de focalisation observée est présentée sur la figure 4.8. Le faisceau polarisé selon l'axe extraordinaire a une puissance de  $60 \mu W$ . Ce faisceau est focalisé sur la face d'entrée du cristal (FWHM :  $12.4 \mu m \times 11 \mu m$  selon X et Z respectivement), à une distance

supérieure à  $200\mu m$  de la surface pour qu'il ne traverse pas le canal.

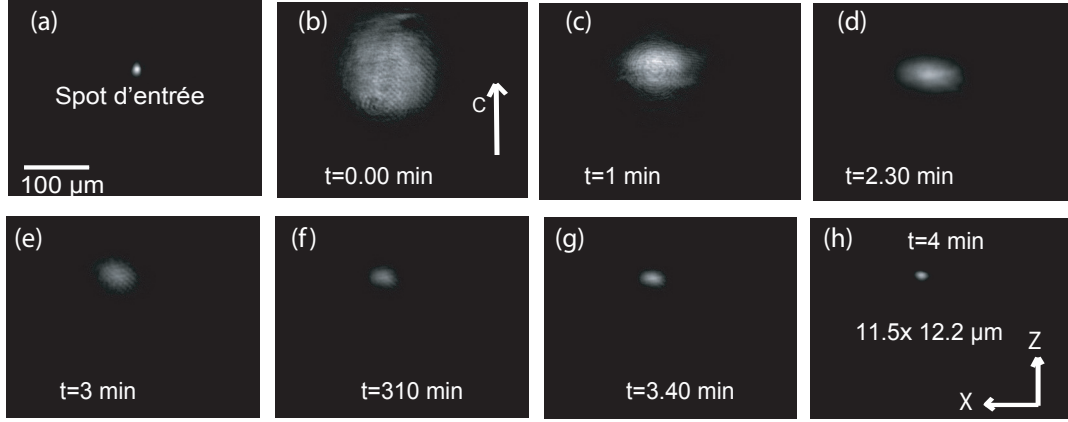


FIGURE 4.8 – Dynamique observée en sortie d'un échantillon de  $LiNbO_3$  de 15 mm de longueur avec un faisceau de  $11\mu m \times 12.4\mu m$  (FWHM) injecté dans le cristal (a). Évolution du profil de faisceau en sortie de l'échantillon (b-h). Paramètres :  $\lambda = 532nm$ ,  $P = 60\mu W$ ,  $\Delta T = 20^\circ C$ , polarisation extraordinaire.

Pour une température ambiante de  $T_{amb} = 20^\circ C$  ( $\Delta T = 0^\circ C$ ), le faisceau diffracte et donne un diamètre d'environ  $130\mu m$  en sortie du cristal (figure 4.8-b). Lorsque nous appliquons une élévation de température de  $20^\circ C$  par rapport à la température ambiante, le faisceau focalise en quelques minutes. Après 4 minutes d'exposition, une focalisation dans les deux directions transverses est visible. Le faisceau en sortie d'échantillon est circulaire et sa taille est proche de la taille à l'entrée ( $11.5\mu m \times 10\mu m$ ) (figure 4.8-h).

Dans la suite, nous avons utilisé le même principe que dans l'expérience précédente et les mêmes paramètres, mais cette fois-ci en traversant le canal de  $200\mu m$  de large (figure 4.9).

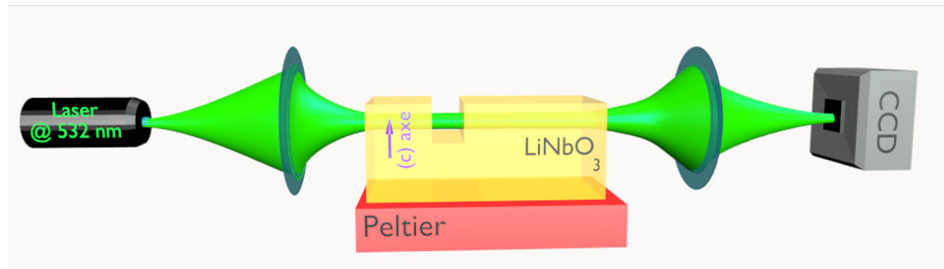


FIGURE 4.9 – Schéma de principe de la réalisation expérimentale de l'autofocalisation d'un faisceau en présence d'un canal.

La dynamique de focalisation observée en sortie de l'échantillon est présentée sur la figure 4.10. Tout d'abord, à  $t = 0$  min, l'image de la diffraction du faisceau en sortie du cristal est fortement déformée comme le montre sur la figure 4.10-b. Cette déformation est due à la réflexion de lumière sur la surface supérieure (au dessus) de l'échantillon et sur le fond de la tranchée. Cela implique la présence d'interférences de Lloyd nettement visibles dans l'image obtenue en régime de propagation linéaire (figure 4.10-b).

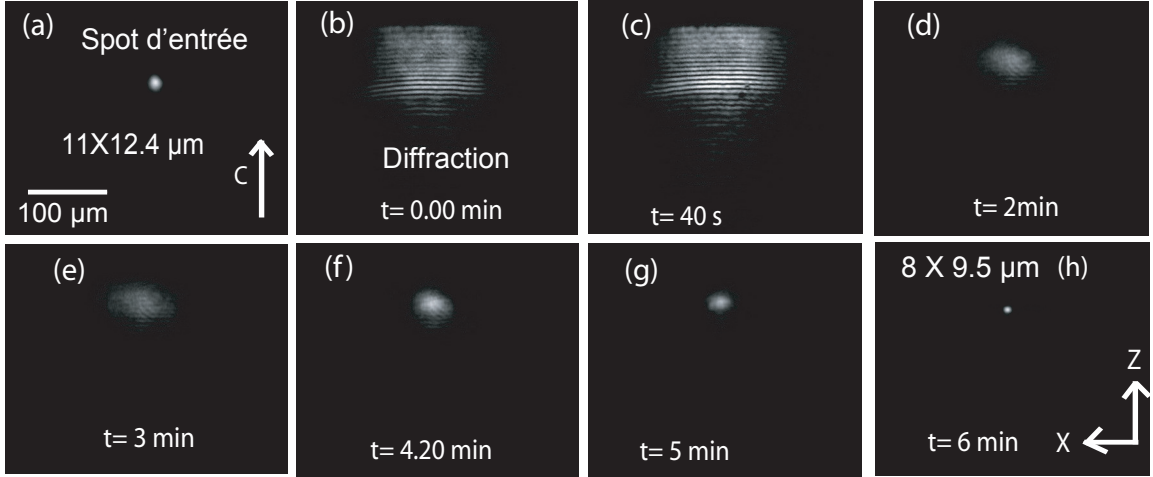


FIGURE 4.10 – Dynamique observée en présence d'un canal de  $200\mu\text{m}$  de large, quand un spot de  $12.4\mu\text{m} \times 11\mu\text{m}$  (FWHM) est injecté dans le cristal (a). Évolution de profil du faisceau observé en sortie du cristal (e-g). Paramètres :  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ,  $P = 60\mu\text{W}$ ,  $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ , polarisation extraordinaire.

Au fur et à mesure que l'effet photoréfractif se met en place et se développe, le faisceau commence à focaliser progressivement. L'autofocalisation est toujours plus marquée selon l'axe  $\vec{C}$  du cristal (figure 4.10-d-e). Ensuite, une focalisation dans les deux directions transverses est visible (figure 4.10-f-g). Finalement, une focalisation bien propre et circulaire à la sortie du cristal est obtenue (figure 4.10-h). La taille du spot obtenu est d'environ  $8.5\mu\text{m} \times 9.4\mu\text{m}$  (FWHM) selon Z et X respectivement.

Nous observons que le temps de formation du guide d'onde dans cette seconde expérience est légèrement plus long que dans la première expérience (figure 4.8). En effet, le temps de réponse de l'effet photoréfractif est inversement proportionnel à l'intensité lumineuse du faisceau [176] et la transmission du dispositif est plus faible que dans la première expérience, en raison des réflexions de Fresnel sur les parois de la tranchée, ce qui explique un temps de formation plus long pour la partie du guide située après le canal.

Dans la suite, nous avons refait l'expérience précédente (figure 4.10) en utilisant les mêmes paramètres expérimentaux mais avec un faisceau polarisé ordinairement. Nous avons observé la même dynamique de focalisation en sortie du cristal comme illustré sur la figure 4.11-b-h. La taille de spot finale obtenue est d'environ  $14.5\mu m \times 13.2\mu m$  (FWHM).

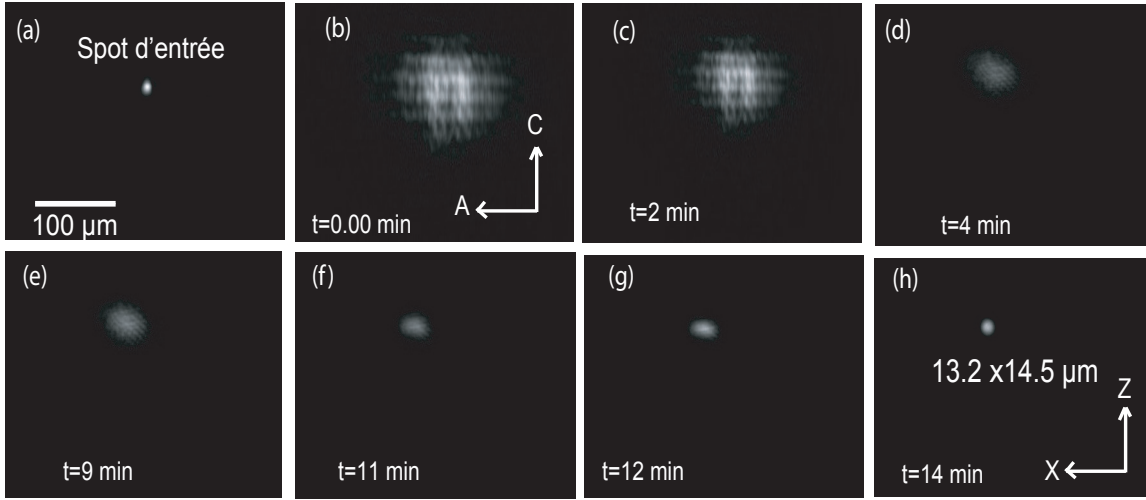


FIGURE 4.11 – Dynamique observée en présence d'un canal ( $200\mu m$ ) en polarisation ordinaire, quand un spot de  $12.4\mu m \times 11\mu m$  (FWHM) est injecté dans le cristal (a). Évolution de profil du faisceau observé en sortie du cristal (e-g). Paramètres :  $\lambda = 532\text{ nm}$ ,  $P = 60\mu W$ ,  $\Delta T = 20^\circ C$ .

Si on compare avec le cas d'une polarisation extraordinaire, on trouve deux différences : la taille du spot final en polarisation ordinaire est plus grande qu'en polarisation extraordinaire et le temps de réponse avec la polarisation ordinaire est environ 3 fois plus long qu'avec une polarisation extraordinaire. Ces différences sont essentiellement dues au coefficient électro-optique  $r_{13}$  associé à la polarisation ordinaire qui est environ trois fois plus faible que le coefficient électro-optique  $r_{33}$  associé à la polarisation extraordinaire. Comme expliqué en détaille dans le chapitre 3 (3.4.3).

Finalement, nous déduisons pour les deux polarisations, la présence de la tranchée dans la trajectoire du faisceau n'empêche pas l'autofocalisation du faisceau lumineux.

## 4.5 Caractérisation des guides d'ondes photo-induits

Grâce à l'effet mémoire de l'effet photoréfractif les faisceaux auto focalisés laissent la place à un changement quasi-permanent de l'indice de réfraction, qui forme des guides d'ondes fonctionnels. Pour ce test, nous utilisons un faisceau sonde à la même longueur d'onde que celle du faisceau d'écriture (532 nm) où l'effet photoréfractif est plus efficace, mais il peut être de longueur d'onde différente, notamment dans le proche infrarouge où la photo-sensibilité de  $LiNbO_3$  est négligeable [192]. Dans cette partie nous allons tester les propriétés de guidage des guides générés.

Le montage expérimental est présenté dans la figure 4.7, les guides traversant le canal sont photo-inscrits en polarisation extraordinaire ou en polarisation ordinaire en utilisant un laser vert à  $\lambda = 532$  nm. La technique d'induction a été présentée précédemment dans les figures 4.10 et 4.11.

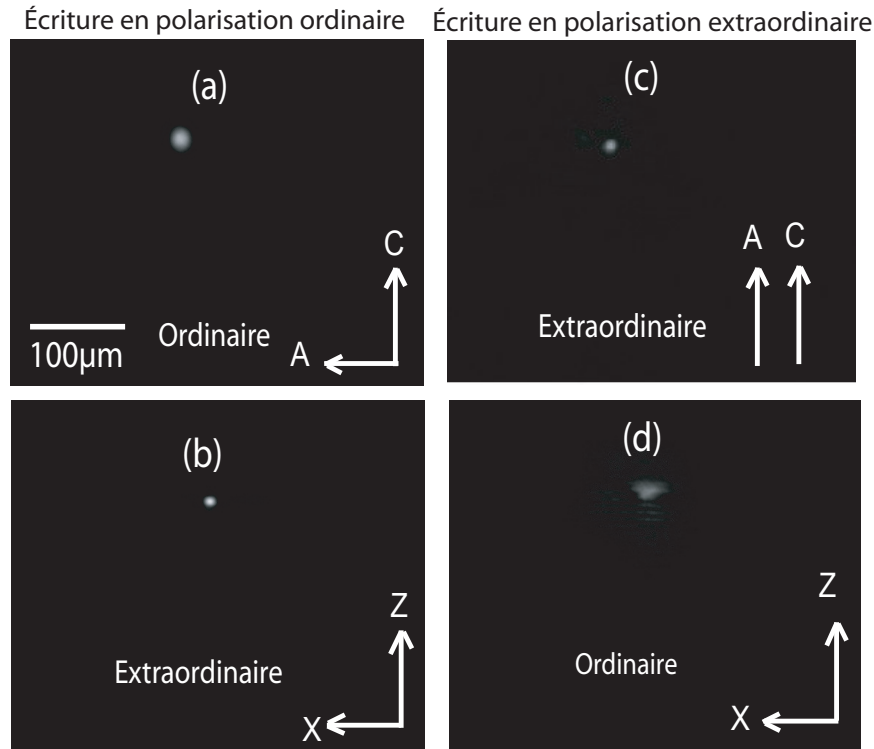


FIGURE 4.12 – Images de la sortie des guides d'ondes photo-induits pour un faisceau sonde polarisé selon l'axe ordinaire (a,d) ou extraordinaire (b,c) pour un guide d'onde généré en polarisation ordinaire (colonne gauche) ou extraordinaire (colonne droite). Paramètres d'écriture :  $P = 60\mu W$ ,  $\lambda = 532$  nm,  $\Delta T = 20^\circ C$ . Paramètres du faisceau sonde : puissance est  $< 1\mu W$ .



Lorsque les guides sont générés et mémorisés dans le matériau, la régulation de température est stoppée (la température du cristal revient à la température ambiante) et un faisceau sonde est injecté dans les guides d'ondes photo-induits. Pour éviter la dégradation du guide, l'intensité du faisceau sonde est abaissée à environ quelques  $W/m^2$ . Ces guides sont sondés à la longueur d'onde d'écriture avec les deux polarisations linéaires (extraordinaire et ordinaire). La figure 4.12 montre le mode guidé dans les guides photo-induits pour différentes configuration d'écriture et de lecture pour des guides d'ondes traversant le canal. Les images 4.12-a et 4.12-b présentent les propriétés guidantes d'un guide écrit avec une polarisation ordinaire. Ce guide d'onde peut guider un faisceau sonde de polarisation ordinaire (figure 4.12-a) ou extraordinaire (figure 4.12-b). Les images 4.12-c et 4.12-d présentent les propriétés guidantes d'un guide écrit avec une polarisation extraordinaire. Ce guide d'onde peut guider un faisceau sonde de polarisation extraordinaire (figure 4.12-c) ou ordinaire (figure 4.12-d).

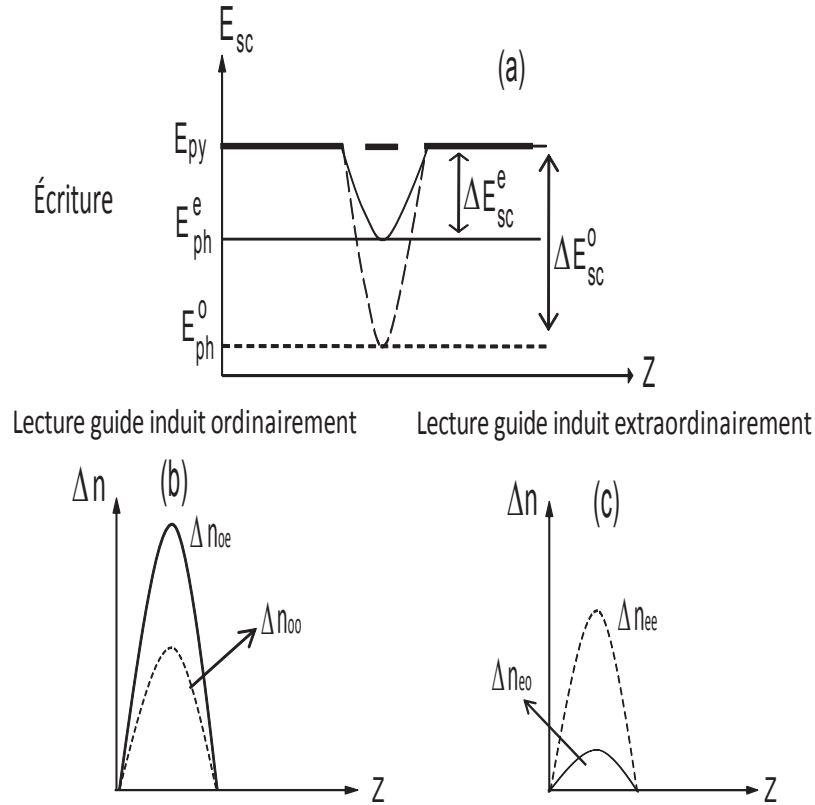


FIGURE 4.13 – Représentation qualitative des profils de champ de charge d'espace (a) et d'indice (b-c) des guides d'ondes photo-induits en polarisation ordinaire ou polarisation extraordinaire.

Toutefois, le mode dans le guide écrit en polarisation extraordinaire (figure 4.12-c-)

est mieux confiné que le mode guidé en polarisation ordinaire (figure 4.12-a), en raison de la plus grande profondeur de l'indice de réfraction (variation d'indice) du guide d'onde en polarisation extraordinaire (figure 4.13-c- profil en pointillé) qu'en polarisation ordinaire (figure 4.13-a- profil en pointillé). Ceci est dû à un fort coefficient électro-optique  $r_{33}$  associé à la polarisation extraordinaire et à un plus faible coefficient électro-optique  $r_{13}$  associé à la polarisation ordinaire.

De plus, la valeur du champ photovoltaïque en polarisation ordinaire associé au coefficient photovoltaïque  $\beta_{13}$  est plus faible que la valeur du champ photovoltaïque en polarisation extraordinaire associé au coefficient photovoltaïque  $\beta_{33}$  [176]. Donc, pour une valeur donnée du champ pyroélectrique  $E_{py}$ , l'amplitude du champ de charge d'espace photoréfractif responsable de l'autofocalisation en polarisation ordinaire  $\Delta E_{sc}^o$  est plus grande que celle obtenue en polarisation extraordinaire  $\Delta E_{sc}^e$  (figures 4.13-a). Cela explique donc que la variation du champ de charge d'espace pour une écriture en polarisation ordinaire  $\Delta E_{sc}^o$  est supérieure à la variation de champ de charge d'espace pour une écriture en polarisation extraordinaire  $\Delta E_{sc}^e$ .

À partir de ces profils de champ présents dans le matériau (figure 4.13-a), nous pouvons estimer la variation d'indice vue par l'onde sonde injectée dans chacune de ces structures guidantes pour les deux polarisations.

Pour un guide induit par un faisceau polarisé ordinairement, on définit donc d'une part, la variation d'indice pour un faisceau sonde en polarisation ordinaire ( $\Delta n_{oo} = -1/2n_o^3 r_{13} \Delta E_{sc}^o$ ) ou en polarisation extraordinaire ( $\Delta n_{oe} = -1/2n_e^3 r_{33} \Delta E_{sc}^o$ ). D'autre part, pour un guide induit par un faisceau polarisé extraordinairement, on définit la variation d'indice pour un faisceau sonde en polarisation extraordinaire ( $\Delta n_{ee} = -1/2n_e^3 r_{33} \Delta E_{sc}^e$ ) ou en polarisation ordinaire ( $\Delta n_{eo} = -1/2n_o^3 r_{13} \Delta E_{sc}^e$ ).

Lorsque le guide d'onde est induit par un faisceau autofocalisé de polarisation extraordinaire, un guidage efficace est obtenu pour un faisceau sonde polarisé extraordinairement (figures 4.12-c et 4.13-c- courbe en pointillée). Cependant le guidage d'une onde en polarisation ordinaire n'est pas acceptable (figures 4.12-d et 4.13-c- courbe en trait continu) en raison d'un champ de charge d'espace  $\Delta E_{sc}^e$  d'amplitude moyenne en conjonction avec un faible coefficient électro-optique  $r_{13}$ .

En revanche, lorsque le guide d'onde est induit par un faisceau autofocalisé de polarisation ordinaire, un guidage pour les deux polarisations du faisceau sonde est obtenu mais le guidage le plus efficace est obtenu pour un faisceau sonde polarisé extraordinairement

(figures 4.12-b et 4.13-b-courbe en trait continu) en raison d'un large champ de charge d'espace  $\Delta E_{sc}^o$  en conjonction avec un fort coefficient électro-optique  $r_{33}$ .

En conclusion, les résultats de cette étude montrent qu'un guide généré en polarisation ordinaire peut guider les deux polarisations alors que le guide généré en polarisation extraordinaire ne guide correctement qu'une seule polarisation. Ceci est la conséquence d'un large champ de charge d'espace  $\Delta E_{sc}^o$  inscrit dans le matériau par la polarisation ordinaire en conjonction avec un fort coefficient électro-optique  $r_{33}$  (lors de la lecture en polarisation extraordinaire) ce qui produit une variation d'indice  $\Delta n_{oe}$  plus importante (figure 4.13-b-courbe en trait continu). Enfin, nous pouvons conclure que le guide inscrit à l'aide d'une longueur d'onde est régulièrement monomode à cette longueur d'onde et offre un confinement maximal. Pour cette raison ce guide permettra de guider toute les longueurs d'ondes proches de celle d'écriture.

Dans la suite, nous allons montrer comment nous pouvons exploiter les guides d'onde traversant un canal afin de réaliser un capteur optofluidique.

## 4.6 Réalisation du capteur optofluidique

La propriété d'alignement automatique associée à la technique d'autofocalisation permet l'écriture en une seule étape et apporte un couplage efficace d'un guide à l'autre situé de part et d'autre du canal. Cela va nous permettre de réaliser un capteur optofluidique. Le composant est basé sur la mesure de la variation de transmission mesurée lorsqu'un liquide est inséré dans le canal. Ceci nous permet d'évaluer l'indice de réfraction du liquide inséré.

Le capteur est basé sur la configuration décrite dans la figure 4.14. Cette application permet de montrer le potentiel des guides traversant un canal fluide intégré dans un substrat de  $LiNbO_3$ .

Le dispositif doit permettre de déterminer l'indice de réfraction d'un liquide présent dans le canal en analysant la transmission de la lumière traversant le guide de manière similaire à la référence [250].

L'avantage de notre dispositif réside dans la simplicité de sa réalisation et son faible coût.

#### 4.6.1 Modélisation du capteur

Afin de modéliser ce capteur, nous devons dans un premier temps définir les conditions d'utilisation. Nous supposons ici que les substances analysées sont transparentes à la longueur d'onde d'étude, ainsi l'absorption de la lumière propre au liquide est négligeable. De plus, nous supposons que les deux guides d'ondes présents de part et d'autre du canal sont parfaitement alignés et possèdent les mêmes caractéristiques de guidage. C'est-à-dire qu'ils ont la même largeur (waist) de mode guidé  $W_{guide}$  comme l'illustre la figure 4.14. Ces dernières hypothèses sont satisfaites en raison de la technique de fabrication des guides qui sont automatiquement alignés et ont un profil généré par un soliton spatial.

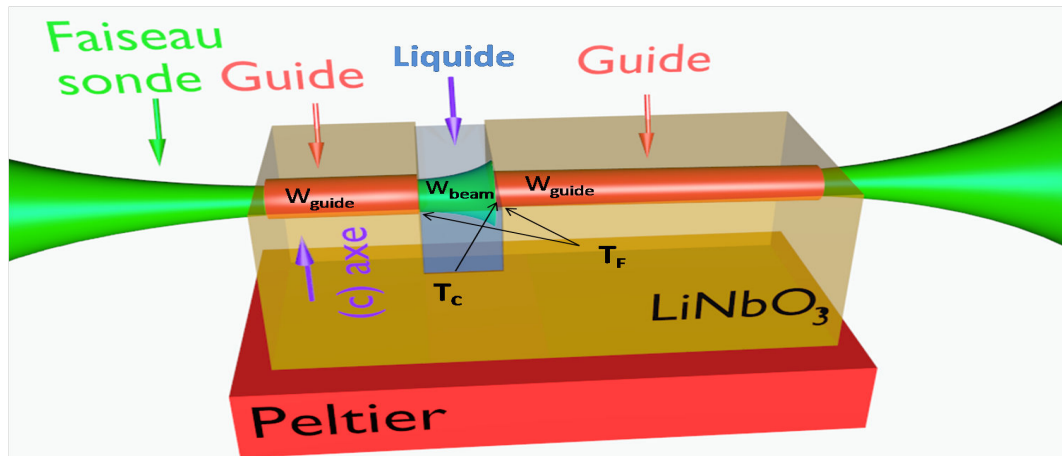


FIGURE 4.14 – Modélisation 3-D du capteur optofluidique.

La figure 4.14 décrit les caractéristiques du capteur. Ce capteur est composé de deux guides d'ondes auto-alignés photo-induits présents des deux cotés du canal. Le liquide transparent dont on veut mesurer l'indice de réfraction est présent dans le canal. Nous allons déterminer précisément l'influence du liquide sur la transmission du dispositif. Deux effets influent sur la transmission :

- D'une part, les réflexions de Fresnel à la traversée des deux parois de la tranchée (canal),

- d'autre part, l'efficacité de couplage du faisceau sonde dans la deuxième partie du canal en raison de la diffraction du faisceau dans le canal.

Afin d'obtenir une modélisation analytique simple, nous allons scinder le calcul en deux étapes.

D'abord, nous déterminons le coefficient de transmission en intensité pour la cavité. Cette cavité est constituée du canal gravé dans le  $LiNbO_3$ . Nous avons donc trois milieux : deux milieux identiques avec un indice de réfraction  $n_{ln}$  et le liquide d'indice de réfraction  $n_{liq}$ . Nous supposons que  $E$  est l'amplitude de l'onde plane incidente. Les coefficients de transmission et de réflexion en amplitude des dioptries sont  $t$  et  $r$  respectivement.

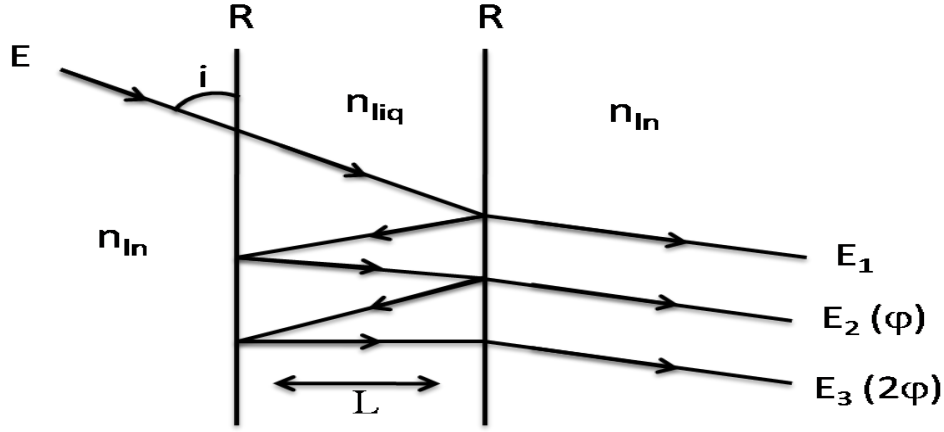


FIGURE 4.15 – Schéma du principe permettant de déterminer le coefficient de transmission de la cavité.

Soit  $I \cong \langle E^2 \rangle$  l'intensité du rayon incident. Le rayon incident subit des réflexions multiples comme indiqué sur la figure 4.15.

Nous avons une infinité de rayons émergents :

$$E_1 = t^2 E \quad (4.1)$$

$$E_2 = t^2 r^2 E \quad (4.2)$$

Ce rayon est déphasé de  $\varphi$  par rapport au premier. La différence de phase correspond à une différence de marche  $d = 2.L.\cos(i)$ ,  $L$  est la largeur du canal gravé dans le  $LiNbO_3$ ,

$i$  est l'angle d'incidence.

De même l'amplitude du troisième rayon émergent est :

$$E_3 = t^2 r^4 E \quad (4.3)$$

Sa différence de phase est  $2\varphi$ .

$$E_4 = t^2 r^6 E \quad (4.4)$$

$\vdots$

Dans notre cas et pour notre configuration, nous utilisons une source de spectre large (faible cohérence) sous incidence normale. Ce qui nous permet de considérer que l'intensité de l'onde émergente correspond à la somme des intensités de chacun du rayon. Donc, en négligeant le terme de phase, on obtient :

$$I_{tot} = [(t^2 E)^2 + (t^2 r^2 E)^2 + (t^2 r^4 E)^2 + (t^2 r^6 E)^2 + \dots] \quad (4.5)$$

Si on pose  $T = t^2$ ,  $R = r^2$  et  $I = E^2$  On trouve :

$$I_{tot} = [(TE)^2 + (TRE)^2 + (TR^2 E)^2 + (TR^3 E)^2 + \dots] \quad (4.6)$$

$$I_{tot} = IT^2 \underbrace{[1 + R^2 + R^4 + R^6 + \dots + R^{2n}]}_S \quad (4.7)$$

Où  $S$  est une somme d'une suite géométrique de raison  $q = R^2$  et de premier terme 1. Si  $n$  est un entier naturel non nul et  $q < 1$  dans notre cas.

$$S = \frac{1 - q^n}{1 - q} = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1 - R^{2n}}{1 - R^2} \quad (4.8)$$


---

$$\frac{I_{tot}}{I} = T^2 \frac{1}{1 - R^2} \quad (4.9)$$

Vu que  $T = 1 - R$ , le coefficient de transmission en intensité de la configuration utilisée est donc donné en fonction du coefficient de réflexion de Fresnel d'un dioptre par l'équation (4.10).

$$T_F = \frac{1 - R}{1 + R} \quad (4.10)$$

Le coefficient de réflexion de Fresnel en intensité pour un dioptre plan est donné par la relation suivante [253] :

$$R = \left( \frac{n_{ln} - n_{liq}}{n_{ln} + n_{liq}} \right)^2 \quad (4.11)$$

L'indice de réfraction dépend de la longueur d'onde utilisée. Cet indice est obtenue par l'équation de Sellmeier pour les deux polarisations pour le  $LiNbO_3$  [254]. En combinant l'équation (4.11) et l'équation (4.10), on trouve une équation finale du coefficient de transmission de la cavité  $T_F$  en intensité qui s'exprime en fonction de l'indice du  $LiNbO_3$  et de l'indice de liquide présent dans le canal :

$$T_F = \frac{2n_{ln}n_{liq}}{n_{ln}^2 + n_{liq}^2} \quad (4.12)$$

Nous pouvons donc tracer l'évolution de  $T_F$  en fonction de l'indice du liquide  $n_{liq}$  inséré dans le canal. Cette évolution est tracée dans les deux cas de polarisations (ordinaire, extraordinaire) et pour une longueur onde donnée  $\lambda = 640$  nm. Nous obtenons le coefficient de transmission  $T_F$ , qui augmente lorsque l'indice du milieu présent dans le canal augmente. Cette augmentation est la même pour les deux polarisations (figure 4.16).

Les courbes de la figure 4.16 montrent que le coefficient de transmission en polarisation extraordinaire est un peu plus important que celui en polarisation ordinaire. Cela est due au fait que l'indice ordinaire du  $LiNbO_3$   $n_o$  est plus élevé que l'indice extraordinaire  $n_e$ . Afin d'évaluer la variation de la transmission due aux réflexions de Fresnel lorsque le canal

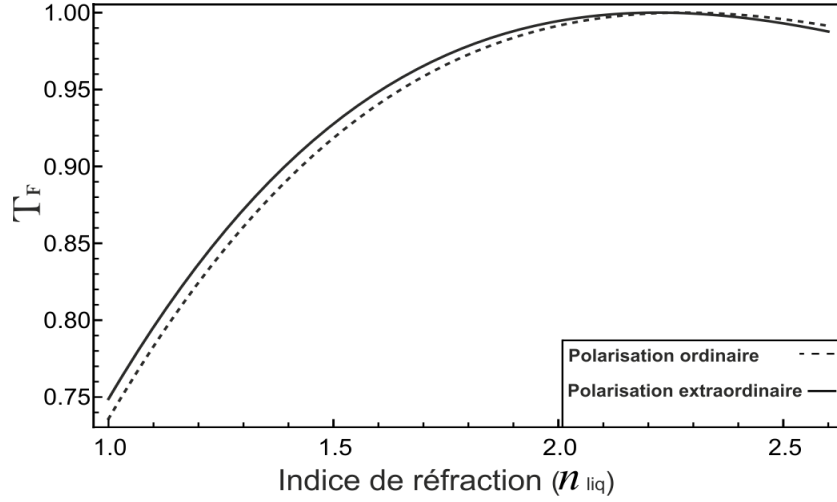


FIGURE 4.16 – Transmission  $T_F$  du canal en fonction de l'indice du liquide  $n_{liq}$  présent dans le canal, pour les deux polarisations à la longueur d'onde de 640 nm. Nous considérons ici seulement les réflexions de Fresnel.

est rempli d'un liquide, nous traçons le coefficient de Fresnel normalisé  $\bar{T}_F = T_F/T_{F,0}$  en fonction de l'indice du liquide présent dans le canal (figure 4.17). La normalisation est faite par rapport à  $T_{F,0}$ , le coefficient de Fresnel pour un canal vide ( $n_{liq} = 1$ ).

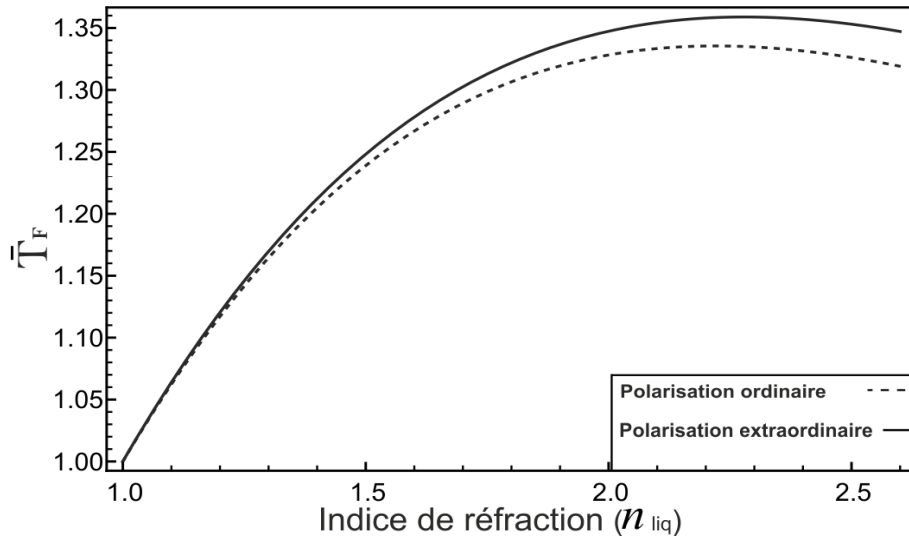


FIGURE 4.17 – Coefficient de transmission de Fresnel normalisé  $\bar{T}_F$  en fonction de l'indice du liquide présent dans le canal  $n_{liq}$ , pour deux polarisations à  $\lambda = 640$  nm.

Les deux courbes de la figure 4.17 montrent la variation de transmission en fonction de l'indice de réfraction pour les deux cas de polarisations, en considérant uniquement les réflexions de Fresnel. Pour des indices de liquide de 1 à 1.8 présent dans le canal, le



coefficient de transmission varie de 1 à 1.35.

Nous concluons que les deux polarisations ont des comportements similaires. Nous pouvons donc utiliser n'importe quelle polarisation pour déterminer  $\bar{T}_F$ .

Par la suite, nous déterminons le coefficient de couplage  $T_c$  entre le faisceau après traversée du canal et le guide photo-induit.

Le calcul du coefficient du couplage est donné par l'intégrale de recouvrement normalisée entre le profil du faisceau à l'entrée du second guide et le profil du mode guidé.

Une approximation gaussienne des profils du mode guidé et du faisceau qui se propage dans le canal permet d'évaluer simplement ce coefficient de couplage. Ainsi, pour un faisceau dont le profil en amplitude  $\phi_1$  se couple avec un mode guidé dont le profil en amplitude est  $\phi_2$ , le coefficient de couplage  $T_C$  donné par [255] :

$$T_C = \frac{[\int \int \phi_1 \phi_2 dx dz]^2}{\int \int \phi_1^2 dx dz \int \int \phi_2^2 dx dz} \quad (4.13)$$

Le calcul dans le cas de profils gaussiens donne [256–258] :

$$T_C = \frac{2W_{guide}W_{beam}}{W_{guide}^2 + W_{beam}^2} \quad (4.14)$$

$W_{guide}$  correspondant au waist du mode guidé dans les guides photo-induits et  $W_{beam}$  correspondant au waist du faisceau après propagation dans le canal.  $W_{beam}$  est donc le rayon du faisceau sonde après propagation une distance  $L$  dans le canal. Plus précisément, c'est le rayon à  $1/e$  du profil en amplitude du faisceau gaussien ou le rayon à  $1/e^2$  si on considère le profil d'intensité.

À partir de l'équation de propagation d'un faisceau gaussien [259], nous trouvons la relation suivante entre  $W_{beam}$  et  $W_{guide}$  :

$$W_{beam}^2 = W_{guide}^2 \left(1 + \left(\frac{L}{Z_R}\right)^2\right) \quad (4.15)$$

Avec  $Z_R = \frac{\pi n_{liq} W_{guide}^2}{\lambda}$ , l'équation (4.15) devient :

$$W_{beam} = W_{guide} \sqrt{\left(1 + \frac{\lambda L}{\pi n_{liq} W_{guide}^2}\right)^2} \quad (4.16)$$

Où  $\lambda$  est la longueur d'onde utilisée ( $\lambda = 640$  nm),  $L$  est la largeur du canal ( $L = 200\mu m$ ). Les équations (4.14) et (4.16) permettent finalement de trouver l'expression du coefficient de couplage  $T_C$  :

$$T_C = \frac{\sqrt{1 + \frac{L^2 \lambda^2}{\pi^2 n_{liq}^2 W_{guide}^4}}}{1 + \left(1 + \frac{L^2 \lambda^2}{\pi^2 n_{liq}^2 W_{guide}^4}\right)} \quad (4.17)$$

Nous remarquons de l'équation 4.17 que le coefficient de couplage  $T_C$  dépend de quatre paramètres ( $L$ ,  $n_{liq}$ ,  $\lambda$  et  $W_{guid}$ ). Trois de ces paramètres peuvent être contrôlé avant de commencer l'expérience ( $L$ ,  $n_{liq}$  et  $\lambda$ ). Le quatrième paramètre est le waist du mode guidé du guide photo-induit  $W_{guid}$  que nous ne pouvons pas contrôler pendant l'expérience. C'est cette dernière variable qui influe le plus sur le coefficient de couplage.

Pour un canal de  $200\mu m$  de large, nous traçons le coefficient de couplage  $T_C$  en fonction de  $W_{guide}$  (figure 4.18) pour un canal vide ( $n_{liq} = 1$ ) et pour un canal rempli d'un liquide d'indice  $n_{liq} = 1.36$ .

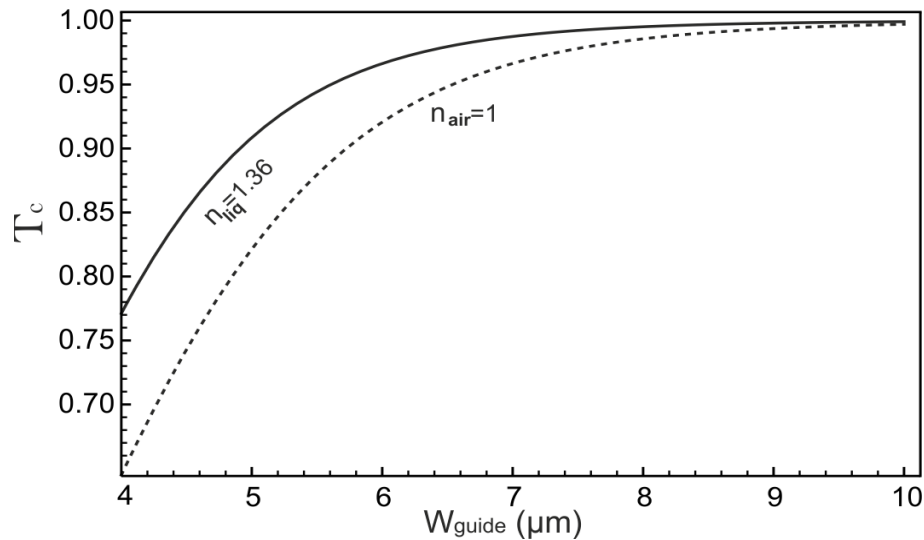


FIGURE 4.18 – Coefficient de couplage  $T_C$  en fonction du waist du mode guidé  $W_{guid}$  pour deux valeurs de  $n_{liq}$ . Paramètres :  $L = 200\mu m$ ,  $\lambda = 640$  nm, polarisation extraordinaire.

Les courbes montrent que pour une taille de guide fixée le coefficient de couplage

---

est amélioré en présence d'un liquide dans le canal en raison d'une diffraction atténuée. Par ailleurs, pour des modes guidés larges, la diffraction devient négligeable avec ou sans liquide.

Nous en déduisons donc que la variation de transmission due à la réflexion de Fresnel est la plus importante contribution dans notre dispositif.

Afin d'évaluer la variation de la transmission due au couplage lorsque le canal est rempli d'un liquide, nous traçons le coefficient de couplage normalisé  $\bar{T}_C = T_c/T_{C,0}$  en fonction de la largeur du mode guidé (figure 4.19). La normalisation est faite par rapport à  $T_{C,0}$ , le coefficient de couplage pour un canal vide ( $n_{liq} = 1$ ). Le liquide considéré ici est de l'éthanol pur ( $C_2H_6O$ ) à 95% ( $n_{liq} = 1.36$ ).

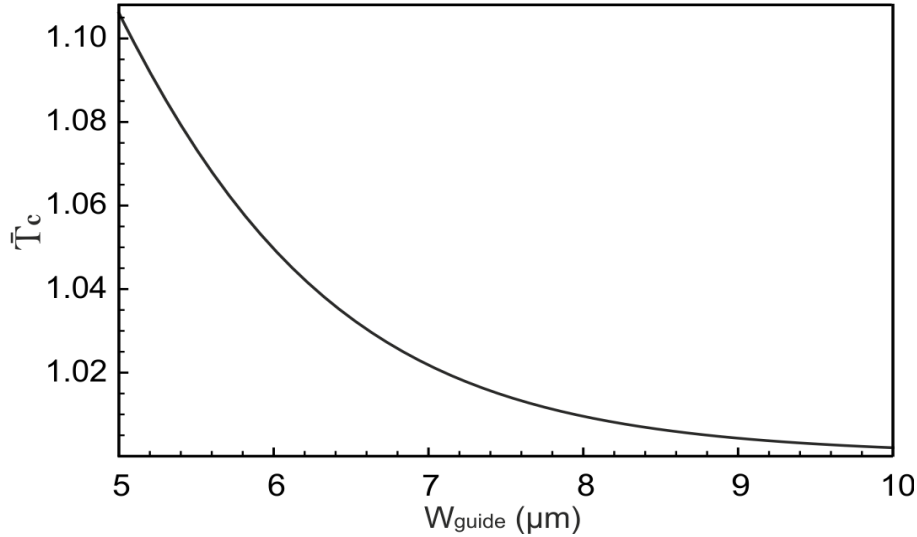


FIGURE 4.19 – Coefficient de couplage normalisé  $\bar{T}_C$  en fonction de la largeur du mode guidé  $W_{guide}$ . Paramètres :  $L = 200\mu m$ ,  $n_{liq} = 1.360$ ,  $\lambda = 640\text{ nm}$ , polarisation extraordinaire.

La figure 4.19 montre que la variation de transmission due au couplage devient plus importante lorsque la largeur du mode guidé  $W_{guide}$  est petite. Cette variation n'est que de quelques % pour des largeurs de guides correspondant aux guides photo-induits. Par exemple, pour une largeur du mode guidé  $W_{guide} = 8\mu m$ , la variation de  $\bar{T}_C$  est de 4%.

Pour déterminer l'influence de la largeur du canal ( $L$ ) dans notre modèle, nous traçons le coefficient de couplage normalisé  $\bar{T}_C$  en fonction de la largeur du canal  $L$  (figure 4.20). Cette figure présente l'évolution de  $\bar{T}_C$  obtenues pour trois valeurs de  $W_{guide}$ . Nous pouvons constater que la variation de transmission due au couplage devient plus importante lorsque la largeur du canal augmente.

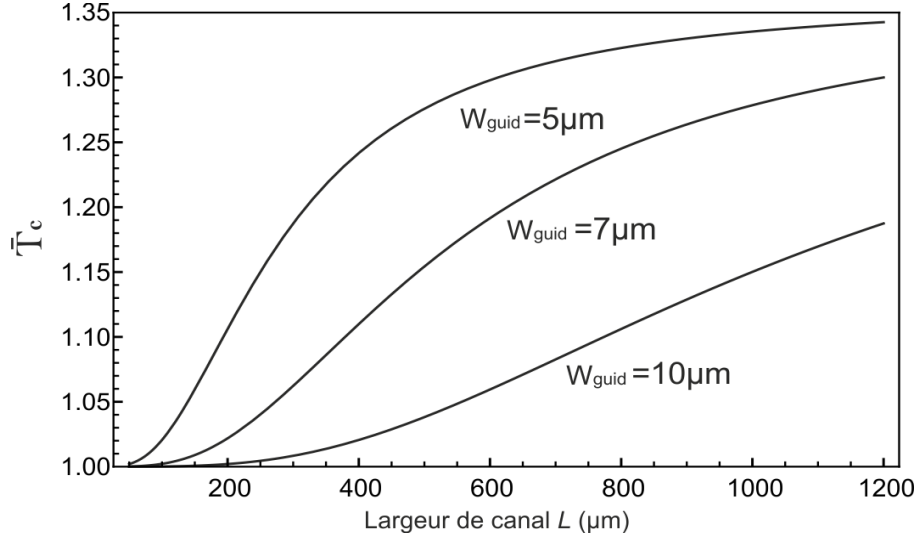


FIGURE 4.20 – Coefficient de couplage normalisé  $\bar{T}_C$  en fonction de largeur de canal  $L$  pour trois valeurs de  $W_{\text{guide}}$ . Paramètres :  $n_{\text{liq}} = 1.360$ ,  $\lambda = 640 \text{ nm}$ , polarisation extraordinaire.

Dans notre cas, comme le waist du guide photo-induit obtenu expérimentalement est généralement toujours autour de  $8 \mu\text{m}$ . La figure 4.20 nous montre que des largeurs de canaux jusqu'à  $500 \mu\text{m}$  sont possibles. Des largeurs supérieures sont difficilement envisageables car la formation du soliton pourrait ne pas être possible.

Pour finir, nous pouvons déduire un coefficient de transmission global dans le cas de notre dispositif qui est donné par l'équation suivante :

$$T_{\text{tot}} = T_F T_C \quad (4.18)$$

Le coefficient de transmission global normalisé  $\bar{T}_{\text{tot}}$  est obtenu en faisant le rapport entre la transmission mesurée lorsque le canal est rempli par un liquide et la transmission mesurée lorsque le canal est vide  $T_0$  ( $n_{\text{liq}} = 1$ ). Ce coefficient est donné par l'équation (4.19) :

$$\bar{T}_{\text{tot}} = \frac{T_{\text{tot}}}{T_0} \quad (4.19)$$

À partir de l'équation (4.19), nous traçons le coefficient de transmission global normalisé  $\bar{T}_{\text{tot}}$  en fonction de l'indice du liquide  $n_{\text{liq}}$  présent dans le canal.

Notre modèle permet d'examiner l'influence de la largeur du mode guidé  $W_{guide}$ . Les paramètres suivants sont choisis :  $L = 200\mu m$ ,  $\lambda = 640$  nm, polarisation extraordinaire, dans la figure 4.21. Les résultats sont présentés pour quatre valeurs du waist  $W_{guid}$ . Nous pouvons remarquer que la variation de transmission est avant tout donnée par la réflexion de Fresnel (courbe en pointillée). La courbe correspondante à  $W_{guid} \rightarrow \infty$  correspond en effet à négliger l'effet de la diffraction dans le guide. Dans ce cas, on constate que la courbe de transmission normalisée est déjà très proche du cas au  $W_{guid} = 10\mu m$ . En revanche, nous constatons que la courbe correspond à  $W_{guid} = 5\mu m$  fait clairement apparaître l'effet de la diffraction dans le guide. Par ailleurs, nous déduisons que lorsque le mode guidé est petit, le coefficient de transmission global normalisée  $\bar{T}_{tot}$  indique un dispositif de mesure d'indice plus sensible.

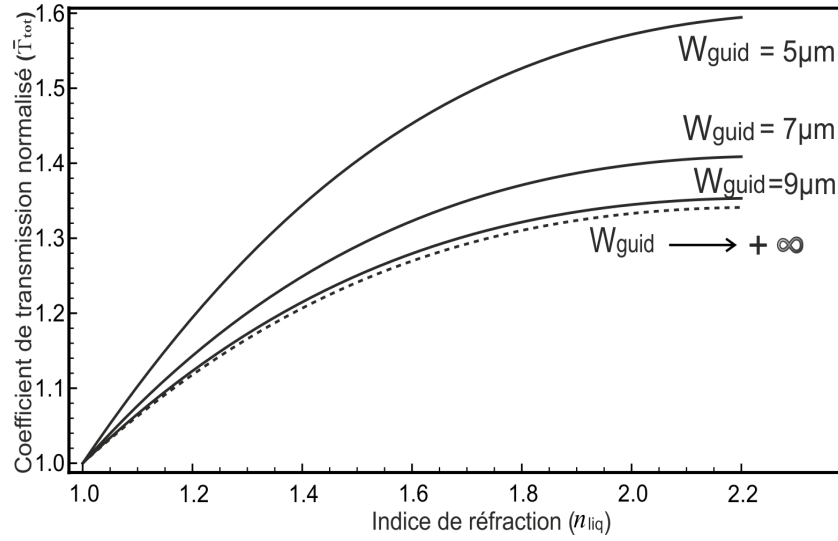


FIGURE 4.21 – Coefficient de transmission global normalisé en fonction de l'indice de réfraction du fluide présent dans le canal, pour trois valeurs de  $W_{guide}$ . Paramètres :  $L = 200\mu m$ ,  $\lambda = 640$  nm, polarisation extraordinaire.

Dans la suite, nous allons passer à la partie expérimentale. Pour cela, nous allons fabriquer la structure puis calibrer le composant à l'aide d'un liquide ayant un indice de réfraction connu.

### 4.6.2 Fabrication du dispositif

Le capteur étudié est constitué d'un guide d'onde induit par un faisceau auto-focalisé au cœur du  $LiNbO_3$ , perpendiculairement au canal fluide comme illustré sur la figure 4.22. Afin de concevoir un dispositif compact et intégré, le montage utilise une diode laser fibrée. Cette source sert aussi bien pour l'étape d'écriture que pour l'étape de caractérisation. La diode laser possède une longueur d'onde centrale de 640 nm, elle est couplée à une fibre optique monomode à maintien de polarisation. Une lentille est positionnée en sortie de la fibre afin de donner une taille de spot en entrée de l'échantillon d'environ  $8\mu m$  (FWHM).

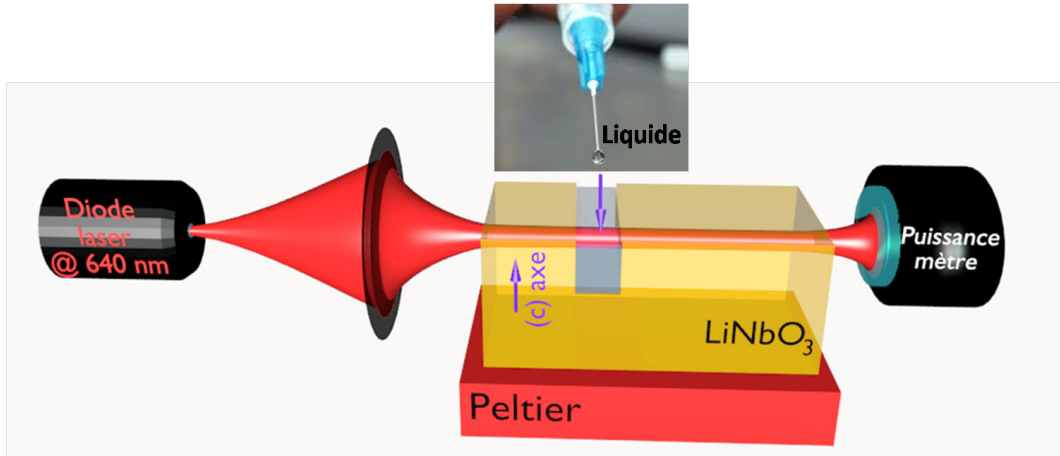


FIGURE 4.22 – Description schématique du capteur.

Pour l'étape d'écriture du guide, le courant de la diode laser est réglé au-dessus du courant de seuil pour avoir une puissance lumineuse d'environ  $500\mu W$  en entrée du cristal. Le faisceau de lumière est polarisé suivant l'axe extraordinaire du cristal. Le cristal de  $LiNbO_3$  est chauffé à  $40^\circ C$  ( $\Delta T = 20^\circ C$ ) ce qui permet d'induire le guide en 6 minutes. Cette étape d'écriture est contrôlée à l'aide d'une caméra placée en sortie comme expliqué dans la paragraphe 4.4.2 (figure 4.10).

Dans la suite, nous allons tester et calibrer le capteur avec le liquide que nous avons choisi.

### 4.6.3 Calibration du capteur

Pour tester le capteur réalisé, le courant de la diode laser est réglé en dessous du seuil ce qui donne un faisceau de faible puissance (quelques  $\mu W$ ) et une largeur spectrale d'environ 10 nm centrée sur 640 nm. Ainsi, le guide d'onde ne s'efface pas et la lumière peut-être considérée comme incohérente. En effet, la largeur spectrale de la source (de l'ordre de 10 nm) est plus large que l'intervalle spectral libre de la cavité (de l'ordre de 1.024 nm) formée par le canal ce qui permet d'éviter les variations de transmissions liées à l'effet de Fabry-Perot. Pour cela, la longueur de cohérence de la source (quelques  $\mu m$ ) est très petite par rapport de la longueur de la cavité ( $200\mu m$ ). Le faisceau est donc en accord avec l'hypothèse d'une source incohérente qui est nécessaire pour la transmission donnée par les équations (4.10) et (4.19).

Nous avons utilisé l'éthanol comme liquide de référence pour tester le capteur. À partir du puissance-mètre placé à la sortie du capteur, nous avons mesuré le coefficient de transmission. La mesure du coefficient de transmission est obtenue en effectuant le rapport de la puissance optique mesurée en sortie de guide en présence de liquide sur la puissance optique mesurée sans liquide (respectivement  $P_{liq}^{mes}$  et  $P_{air}^{mes}$ ). Ce rapport correspond au coefficient de transmission global normalisé  $\bar{T}_{tot}$ .

$$\frac{P_{liq}^{mes}}{P_{air}^{mes}} = \frac{T_{tot}}{T_0} = \bar{T}_{tot} \quad (4.20)$$

La figure 4.23 présente l'évolution de la transmission normalisée  $\bar{T}_{tot}$  lors d'une expérience. Tout d'abord, le canal est vide ce qui correspond à la transmission  $T_0$ . Une goutte d'éthanol est ensuite placée dans le canal fluide à l'instant  $t = 14$  secondes ce qui augmente la transmission à la valeur moyenne 1.230. La température du cristal est volontairement gardée à  $40^\circ C$  de telle sorte que l'éthanol s'évapore progressivement du canal. À l'instant  $t = 24$  s, le ménisque présent à la surface du liquide se trouve au niveau du guide. La transmission chute alors radicalement en raison de la diffraction subie par le faisceau sur le ménisque. La transmission est presque nulle. Ce comportement permet d'imaginer l'utilisation de fluide pour de la commutation de faisceau, ce qui correspond au principe utilisé dans la référence [240]. Enfin, lorsque le niveau du liquide est descendu en dessous du guide, la transmission retrouve sa valeur initiale ( $t > 30$  s).

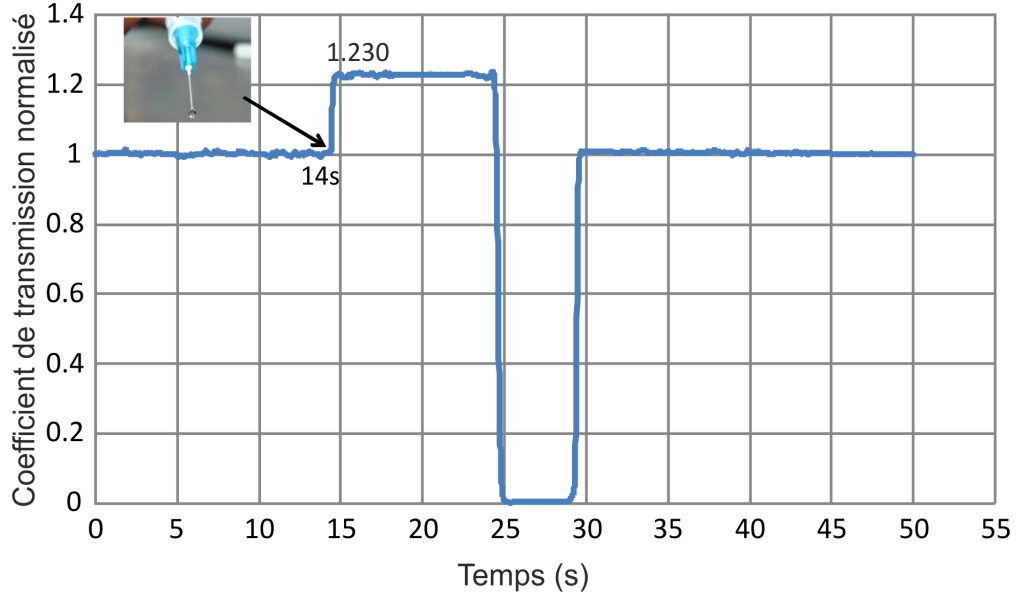


FIGURE 4.23 – Évolution de la transmission normalisée mesurée lors d’une expérience avec de l’éthanol.

Nous avons mesuré expérimentalement une augmentation de la transmission pour l’éthanol d’un facteur 1.230, cette valeur est obtenue en moyennant la valeur de la transmission mesurée de 15 s à 24 s. La précision (incertitude relative) est calculée en faisant le rapport entre la transmission moyenne (1.230) et l’écart-type ( $4 \times 10^{-3}$ ), ce qui donne une précision d’environ  $4 \times 10^{-3}$ . Donc, la transmission de l’éthanol est mesurée avec une précision de 0.4% s’exprime par  $1.230 \pm 0.004$ . L’incertitude principalement est liée aux fluctuations d’intensité de la source laser utilisée.

La courbe de la figure 4.24 présente la transmission globale normalisée  $\bar{T}_{tot}$  pour une largeur du mode guidé  $W_{guide} = 6.8\mu m$ . Le choix de cette largeur de mode guidé est cohérent avec la valeur déduite de l’expérience (figure 4.10) puisqu’il correspond à un spot circulaire d’environ  $8.5\mu m$  (FWHM) ( $W = 0.849$  FWHM). La valeur de  $6.8\mu m$  donne une courbe calibre grâce à la valeur de transmission 1.23 obtenu avec l’éthanol ( $n_{liq} = 1.36$  [260, 261]). On peut montrer que la contribution de  $\bar{T}_C$  se réduit à un facteur de 1.029.

En conclusion, la courbe de la figure 4.24 donne la réponse de notre dispositif qui a été obtenue en utilisant la calibration avec l’éthanol. Donc, le point (1.360, 1.230) est considéré comme un point de calibration du capteur.

Notre capteur étant maintenant calibré, nous allons vérifier son fonctionnement en



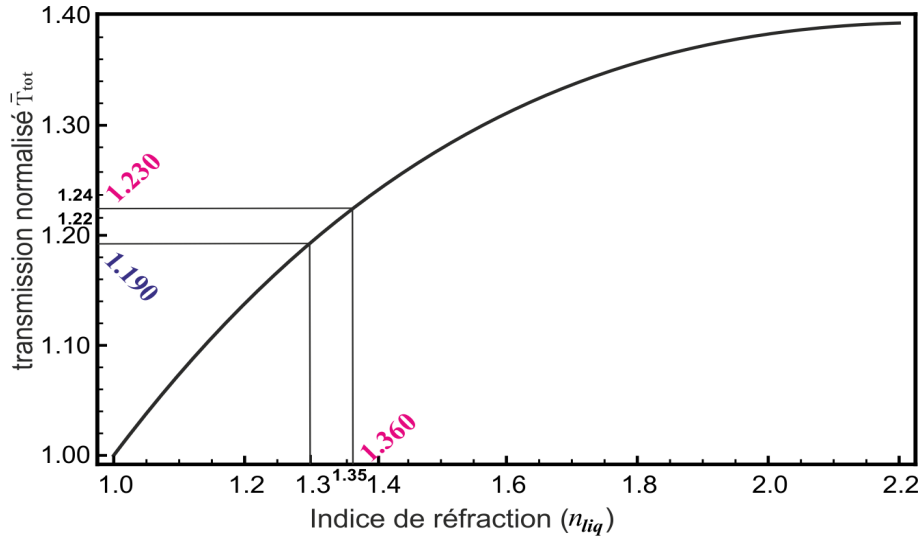


FIGURE 4.24 – Transmission normalisée en fonction de l'indice de réfraction du fluide présent dans le canal correspondant au dispositif réalisé. Paramètres :  $L = 200\mu m$ ,  $\lambda = 640\text{ nm}$ ,  $W_{guide} = 6.8\mu m$ , polarisation extraordinaire.

mesurant l'indice du méthanol puis nous comparerons la valeur obtenue expérimentalement avec la valeur théorique donnée dans la littérature. Une expérience similaire à celle de l'éthanol est donc réalisée. Le résultat obtenu est donné sur la figure 4.25.

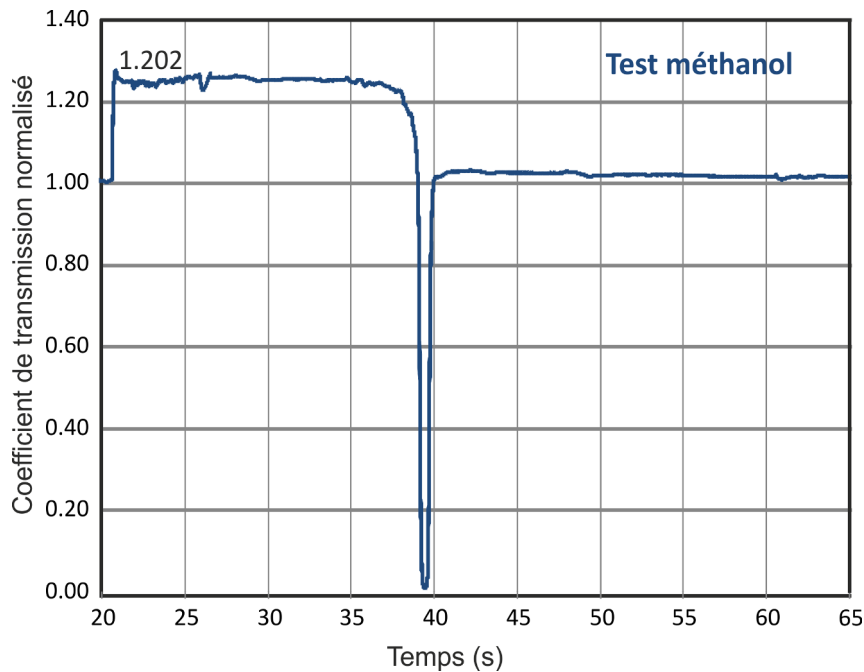


FIGURE 4.25 – Réponse du détecteur avec du méthanol.

Nous avons mesuré une valeur moyenne de la transmission de  $1.202 \pm 0.004$  avec une

précision d'environ 0.4%. La courbe de la calibration du capteur (figure 4.24) nous indique un indice de réfraction de 1.317. Compte tenu de l'incertitude sur la mesure du coefficient de transmission et de la courbe de calibration, nous évaluons l'incertitude sur la valeur de l'indice du méthanol à  $4 \times 10^{-3}$ .

Par ailleurs, nous constatons dans l'expérience de la figure 4.25 que la transmission sur la courbe de la transmission ne retrouve pas immédiatement sa valeur initiale ( $t > 40$  s) après évaporation du méthanol. Cela est dû soit à l'instabilité de puissance de la source laser, ou à un résidu de méthanol présent sur les parois du canal.

L'indice de réfraction du méthanol obtenu expérimentalement est de  $n_{meth}^{ex} = 1.317 \pm 0.004$ . Cette valeur est en accord avec la valeur théorique de  $n_{meth}^{theo} = 1.320$  [262, 263].

La précision de la mesure est principalement limitée par la stabilité en puissance de la source utilisée (diode laser). Une précision plus élevée peut facilement être obtenue en améliorant la méthode de détection. Ainsi l'utilisation d'une source plus stable ou d'une détection synchrone permettrait d'atteindre une précision de mesure plus grand.

Le capteur réalisé n'est pas très sensible, mais son étendu de mesure est large avec des mesures d'indice possible entre 1 et 1.8.

La sensibilité  $S$  du capteur est calculée en dérivant la courbe de la calibration (figure 4.24). Cette sensibilité est donnée par :

$$S = \frac{\partial \bar{T}_{tot}}{\partial n} \quad (4.21)$$

La figure 4.26 présente la sensibilité  $S$  en fonction de  $n_{liq}$ .

La courbe de la figure 4.26 montre que nous travaillons avec une sensibilité d'environ de 0.55. Cette sensibilité sera améliorée si nous utilisons un liquide ayant un indice plus petit que 1.36. De plus, nous remarquons que la sensibilité du dispositif devient très faible lorsque l'indice est proche de 2.2 (l'indice de matériau). Afin d'augmenter la sensibilité de notre dispositif une solution est de diminuer le waist du mode guidé ( $W_{guid}$ ) ou d'augmenter la largeur du canal.

Pour réaliser un capteur très sensible, il faut avoir une grande variation de transmission pour une petite variation de l'indice du liquide présent dans le canal. Cependant, dans ce dernier cas, le capteur ne permettra pas de réaliser des mesures sur une plage étendue.

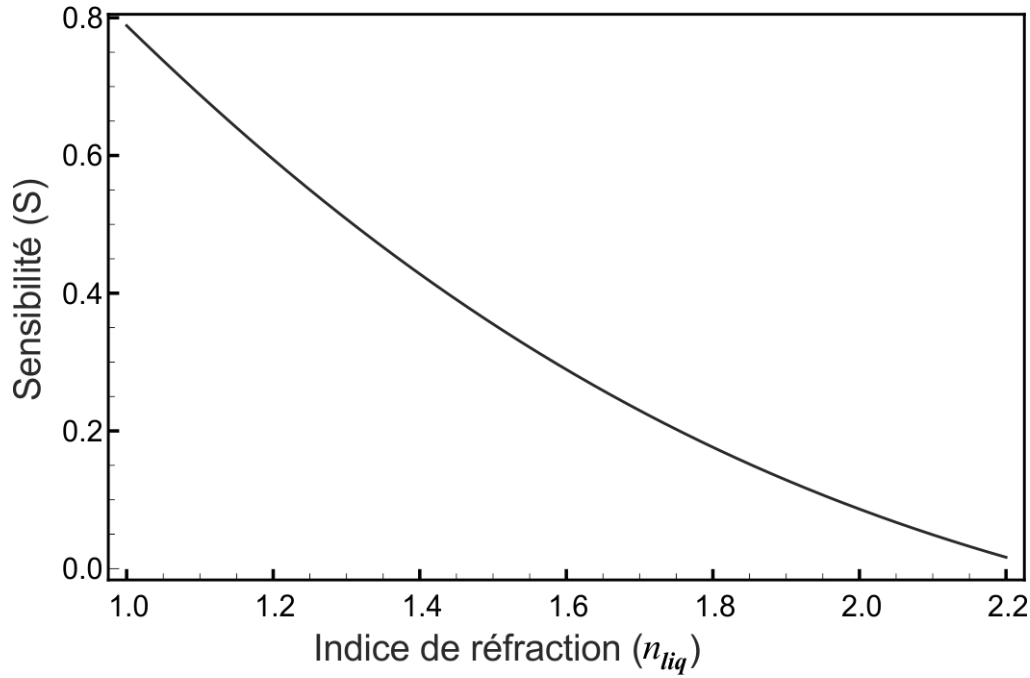


FIGURE 4.26 – Sensibilité du capteur en fonction de  $n_{liq}$ . Paramètres :  $\lambda = 640 \text{ nm}$ ,  $W_{guide} = 6.8 \mu\text{m}$ , polarisation extraordinaire.

## 4.7 Conclusion

Nous avons montré que l'autofocalisation d'un faisceau traversant un canal est possible. Cette technique simple a été employée pour fabriquer un capteur optofluidique constitué d'un guide d'onde photo-induit au cœur du  $LiNbO_3$  et d'un canal fluide réalisé par une scie de précision.

Ce dispositif permet de mesurer des indices de réfraction de liquides situés entre 1 et 1.8 avec une précision d'environ  $4 \times 10^{-3}$ .

---

## Chapitre 5

# Micro-canaux inclinés : application à la fabrication d'un séparateur de polarisation

Ce chapitre présente l'étude expérimentale de faisceaux autofocalisés traversant des micro-canaux sous des angles d'incidences forts, proches de l'angle critique. La double réfraction obtenue est exploitée pour fabriquer un séparateur de polarisation en optique guidée.

### 5.1 Introduction

Les faisceaux optiques autofocalisés sont au centre de nombreuses études dont certaines consistent à décrire leur comportement lorsqu'ils traversent des interfaces. Nous pouvons citer comme exemple, les solitons de milieux Kerr ou les solitons spatiaux quadratiques qui interagissent avec la limite entre deux milieux [264–267]. Plusieurs travaux relatent de la réflexion de solitons [268–270] ainsi que leur capacité à générer des guides optiques à trajectoires complexes [150, 271]. Des expériences ont été réalisées notamment sur la réflexion de solitons spatiaux quadratiques entre l'interface de deux milieux [268, 272]. Des études ont montré la facilité d'utilisation de l'effet photoréfractif non-linéaire saturable

pour étudier expérimentalement la réflexion de faisceaux lumineux (soliton 2-D) [273]. Nous pouvons citer également la réalisation de guide d'onde à angles droits à l'intérieur du  $LiNbO_3$  exploitant la réflexion total du soliton. Dans ce cas, les guides réalisés sont monomode avec des pertes faibles malgré une trajectoire complexe [75, 150]. Ces développements sont motivés non seulement par les aspects fondamentaux, mais aussi pour réaliser des dispositifs uniques, composés de guides d'ondes inscrits au cœur des matériaux. Cela montre la capacité des solitons spatiaux et ouvre la voie à différentes applications tel que la réalisation de capteurs avec des architectures originales.

Une étude détaillée a été présentée dans le chapitre précédent autour de la réalisation d'un capteur composé d'un guide d'onde induit par un faisceau autofocalisé traversant un canal micro-fluidique [274]. Nous avons vu que ce dispositif permet de mesurer l'indice de réfraction d'un liquide présent dans le canal et il est notamment démontré que les faisceaux autofocalisés peuvent conserver leur forme lorsqu'ils traversent des canaux sous incidence normale. Nous allons ici exploiter l'autofocalisation de faisceaux pour réaliser un composant en optique intégrée permettant de séparer les deux composantes de polarisation d'une onde guidée.

Dans le domaine de l'optique intégrée, la fabrication de tels dispositifs impliquent des processus de photolithographie complexes et coûteux. Ces dispositifs sont fabriqués à partir de différents matériaux tels que les semi-conducteurs [275], les polymères [276], le  $LiNbO_3$  [277], ou encore la silice [278–280]. Par ailleurs, les coupleurs directionnels [281], les jonctions Y [282, 283] ou les coupleurs d'interférence multi-modes (MMI : Multi Mode Interference) [284, 285] sont parmi les diverses architectures au cœur des composants séparateurs de polarisation. La séparation de composantes polarisées orthogonalement est basée sur différents principes tels que la biréfringence, ou encore le couplage anisotrope entre guides.

À titre d'exemple, la figure 5.1 décrit un séparateur de polarisation ultra-compact. Ce dispositif est réalisé par la technique SOI (SOI : Silicon On Insulator) qui est basée sur des plasmons de surface localisés, excités par une polarisation particulière. Le dispositif utilise des cylindres de taille nanométrique en argent pour sélectionner la polarisation. Un faisceau injecté avec une polarisation transverse magnétique (TM), excite des plasmons de surface et est couplé vers le port TM (figure 5.1-b) du coupleur directionnel avec de faibles pertes d'insertion. En revanche, un faisceau injecté avec une polarisation transverse électrique (TE) sera couplé vers le port TE (figure 5.1-b). Les simulations montrent que

ce dispositif peut atteindre un taux d'extinction de polarisation de l'ordre de 23 dB et des pertes d'insertion inférieures à 0.4 dB.

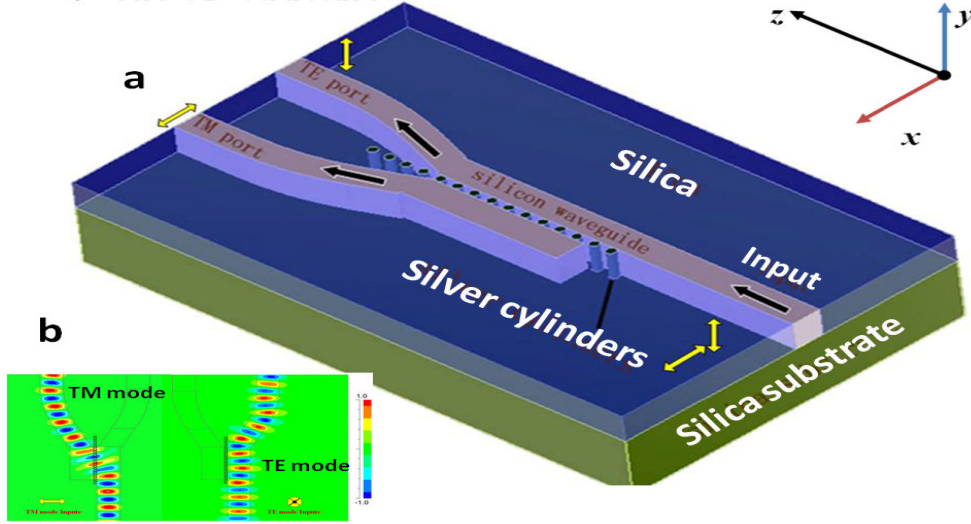


FIGURE 5.1 – Exemple de composant de séparation de polarisation réalisé sur silice. Vue en 3-D du composant (a). Distribution du champ électrique pour les modes TE et TM (b) [280].

Dans notre cas, le dispositif de séparation de polarisation exploite la double réfraction dans un cristal biréfringent de  $LiNbO_3$ . Le dispositif est constitué de guides d'onde auto-induits par un faisceau autofocalisé qui se propage dans un échantillon de  $LiNbO_3$  gravé avec un canal incliné par rapport aux faces d'entrée et de sortie de l'échantillon. En d'autres termes, ce dispositif auto-induit est composé d'un seul guide d'onde d'entrée qui se sépare en deux guides d'ondes parallèles après traversée le canal.

## 5.2 Configuration étudiée

Les échantillons utilisés sont similaires à ceux du chapitre précédent avec les mêmes dimensions (chapitre 4 : figure 4.5) et sont réalisés avec le même procédé de fabrication. À la différence du système étudié précédemment, le canal est gravé avec un angle  $\theta$  par rapport à l'axe de propagation de la lumière. La gravure de l'échantillon et du canal sont effectuées par la même scie de précision [252]. La dimension du canal est de  $200\mu m$  de large et  $200\mu m$  de profondeur comme le montre la figure 5.2. Afin d'induire le guide d'onde, un faisceau autofocalisé de longueur d'onde de 532 nm est injecté en entrée du cristal.

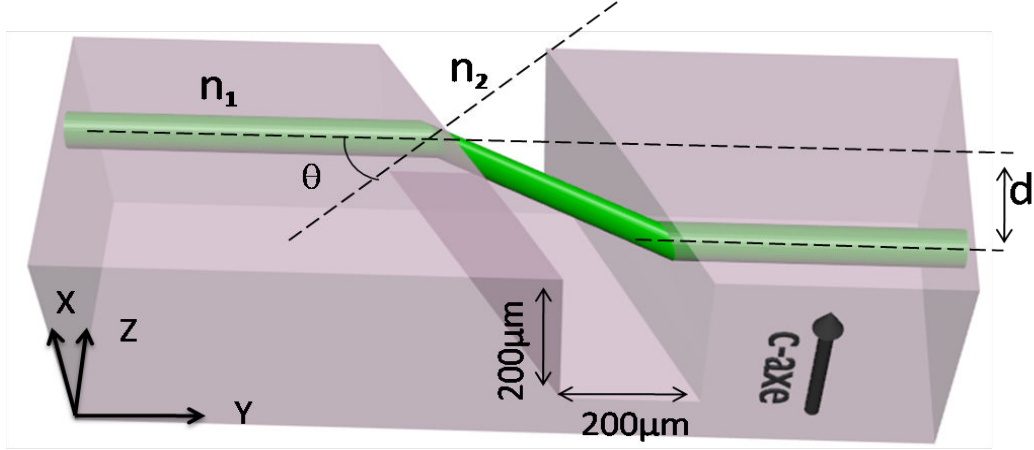


FIGURE 5.2 – Schéma représentant la trajectoire d'un faisceau auto-confiné traversant un micro-canal.

Comme dans le chapitre précédent, l'autofocalisation du faisceau est obtenue par l'effet photoréfractif contrôlé par effet pyroélectrique [176] à l'aide d'une augmentation homogène de la température de l'échantillon. En raison de l'inclinaison du canal, les guides d'entrée et de sortie sont parallèles et décalés d'une distance  $d$  comme décrit sur la figure 5.2.

### 5.3 Analyse théorique

Le premier objectif de cette étude est d'analyser le comportement des faisceaux auto-focalisés pour un grand angle d'incidence  $\theta$ . Si  $\theta$  est inférieur à l'angle limite de réfraction alors il devrait être possible de générer par autofocalisation un guide dans la deuxième partie de l'échantillon du  $LiNbO_3$ . Ces deux guides sont parallèles et décalés comme indiqué sur la figure 5.2. Ce décalage est dû à la réfraction à travers la lame d'air et il s'exprime en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$ , de la largeur du canal  $L$  et de l'indice de réfraction du  $LiNbO_3$  par l'équation suivante :

$$d = L \tan(\arcsin(n_{LN} \sin \theta)) \quad (5.1)$$

Où  $n_{LN}$  est l'indice de réfraction ordinaire ( $n_o$ ) ou extraordinaire ( $n_e$ ) du  $LiNbO_3$ . Nous utilisons un échantillon de  $LiNbO_3$  congruent dont les indices de réfraction (ordinaire

$n_o$  et extraordinaire  $n_e$ ) sont calculés à l'aide de l'équation de Sellmeier [254] avec les paramètres suivants :

- Pourcentage de lithium : 48.6%.
- Température :  $T = 293$  K.
- Longueur d'onde :  $\lambda = 532$  nm.

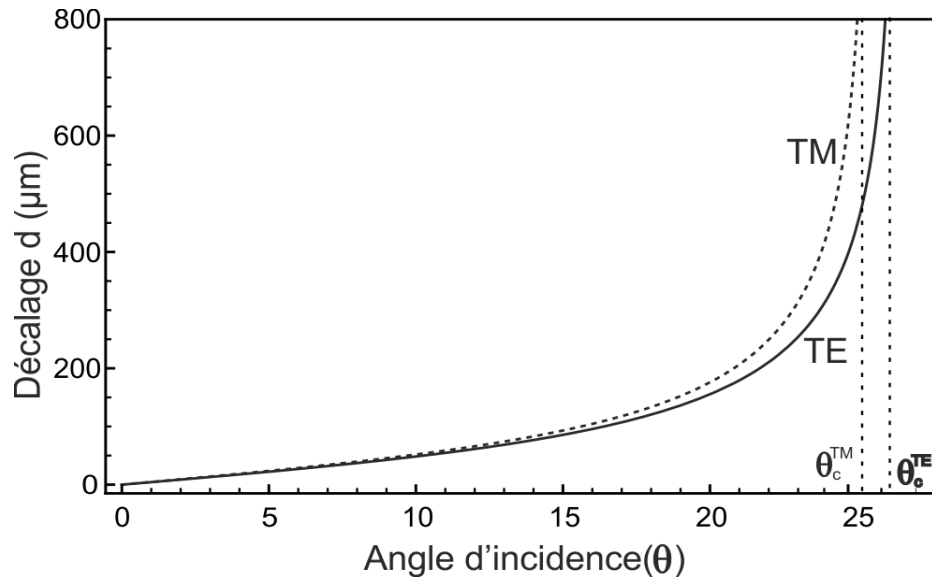


FIGURE 5.3 – Décalage  $d$  en fonction d'angle d'incidence  $\theta$  pour les deux directions de polarisation (TM, TE). Angles critiques  $\theta_c^{TM} = 25.56^\circ$  et  $\theta_c^{TE} = 26.51^\circ$ . Paramètres : largeur du canal  $L = 200\mu\text{m}$ ,  $\lambda = 532\text{ nm}$ .

La figure 5.3 donne le décalage  $d$  entre un faisceau incident et transmis en fonction de l'angle incidence  $\theta$  pour les deux polarisations TE<sup>1</sup> ou TM<sup>2</sup>. À partir de cette figure, nous observons que le décalage augmente lorsque l'angle d'incidence tend vers l'angle critique ( $\theta_c^{TM} = 25.56^\circ$ ,  $\theta_c^{TE} = 26.51^\circ$ ). Nous observons également que le décalage pour le mode TM est plus important que celui pour le mode TE car  $n_o > n_e$  [159]. En d'autres termes, ce décalage due de la biréfringence du  $\text{LiNbO}_3$ . Dans la perspective de la réalisation d'un séparateur de polarisation, nous proposons donc de tester l'autofocalisation pour des angles proches de l'angle critique et pour les deux polarisations.

<sup>1</sup>Polarisation du faisceau orientée suivant l'axe  $\vec{C}$  du cristal (polarisation extraordinaire).

<sup>2</sup>Polarisation du faisceau perpendiculaire sur l'axe  $\vec{C}$  du cristal (polarisation ordinaire).



Nous considérons que le faisceau traversant le canal est parfaitement adapté grâce aux propriétés d'auto-alignement liées à la technique d'inscription. Nous supposons que les pertes de transmission sont principalement dues aux réflexions de Fresnel aux interfaces  $LiNbO_3$  / air et air /  $LiNbO_3$ . Les coefficients de Fresnel en intensité pour les deux polarisations TM ou TE sont respectivement donnés par les équations suivantes :

$$R_{TM} = \left| \frac{\cos \theta - \sqrt{n_o^2 - (\sin \theta)^2}}{\cos \theta + \sqrt{n_o^2 - (\sin \theta)^2}} \right|^2 \quad (5.2)$$

$$R_{TE} = \left| \frac{n_e \cos \theta - \sqrt{1 - (n_e \sin \theta)^2}}{n_e \cos \theta + \sqrt{1 - (n_e \sin \theta)^2}} \right|^2 \quad (5.3)$$

Où  $n_o$  et  $n_e$ , sont les indices de réfractions ordinaire et extraordinaire du  $LiNbO_3$  [254]. Afin de déterminer le coefficient de transmission global pour notre configuration, nous prenons en compte les réflexions en incidence normale sur la face d'entrée et sur la face de sortie du cristal et les réflexions en incidence sur le canal incliné. Par conséquent, le coefficient de transmission de notre dispositif pour les modes TM et TE est donné par la relation suivante :

$$T_{TE,TM}(\theta) = (1 - R_{TE,TM})_{\theta=0}^2 \times (1 - R_{TE,TM})_{\theta}^2 \quad (5.4)$$

D'après l'équation (5.4) et pour des paramètres identiques à celles de la figure 5.3, nous pouvons tracer la transmission globale du dispositif (T) pour les deux directions de polarisation en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$ . Nous trouvons que pour angle de Brewster  $\theta_B = 23.63^\circ$ , la transmission en mode TM est de 75% et en mode TE est de 29%.

Il est important de noter que dans cette configuration, nous n'avons pas pris en compte la diffraction dans le canal ainsi le couplage entre le faisceau et le guide généré dans la deuxième partie de l'échantillon.

Dans la suite, pour l'analyse expérimentale, le canal a été coupé avec un angle de  $24^\circ$  par rapport à la face d'entrée du cristal, avec une précision de  $\pm 0.2^\circ$  donnée par la scie. Ceci nous permet d'analyser la focalisation d'un faisceau proche de l'angle de Brewster

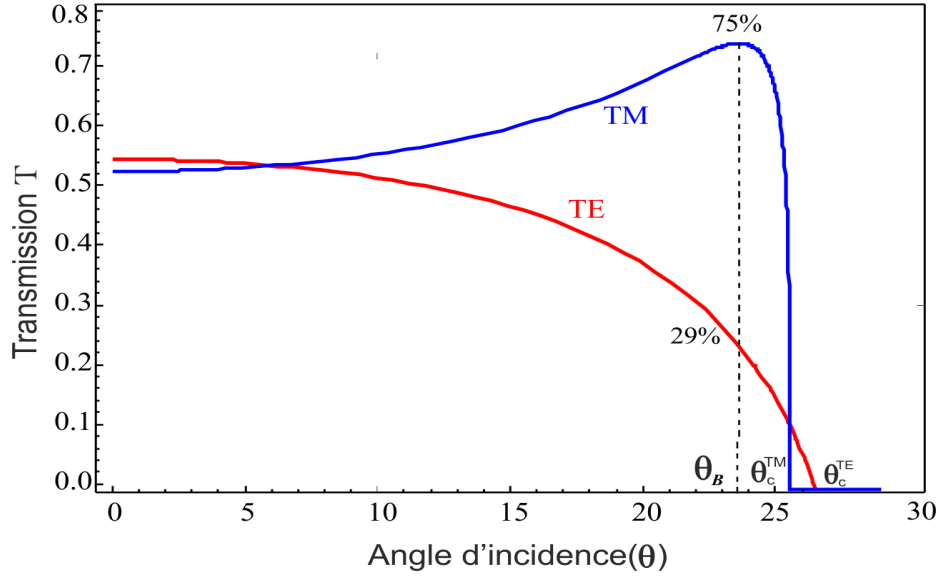


FIGURE 5.4 – Coefficient de transmission à 532 nm de notre dispositif pour des faisceaux polarisés TM ou TE en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$ . Angle de Brewster  $\theta_B = 23.63^\circ$ , angles critiques  $\theta_C^{TM} = 25.56^\circ$ ,  $\theta_C^{TE} = 26.51^\circ$ .

$\theta_B$  ( $\theta_B = 23.63^\circ$ ) et également proche de l'angle critique  $\theta_C$  en faisant varier légèrement l'angle d'incidence du faisceau injecté. Pour l'angle de Brewster, le décalage  $d$  est de l'ordre  $500 \mu m$  pour le mode TE et  $800 \mu m$  pour le mode TM, alors que la transmission est maximale en mode TM comme l'illustre la figure 5.4. Dans la suite nous présentons la partie expérimentale de travail.

## 5.4 Études expérimentales

Le dispositif expérimental est similaire à celui utilisé dans le chapitre précédent, sauf que cette fois ci, le canal fait un angle de  $24^\circ \pm 0.2^\circ$  avec la face d'entrée comme le montre la figure 5.5. Nous allons tester l'autofocalisation pour des angles proches de l'angle critique en utilisant la même méthode que celle utilisée dans le chapitre précédent. Une série d'expériences est réalisée de manière à comparer le comportement du faisceau autofocalisé traversant le canal pour différents angles d'incidences. Tout d'abord, nous testons l'autofocalisation pour un faisceau bien perpendiculaire à la face d'entrée du cristal afin de déterminer le décalage du faisceau en sortie pour les deux polarisations. Ensuite, nous allons déterminer la limite de focalisation en tournant l'échantillon par rapport au

faisceau injecté.

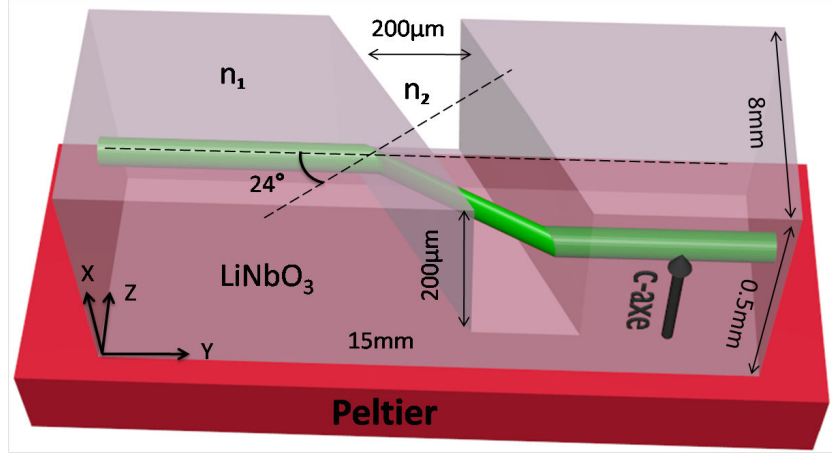


FIGURE 5.5 – Illustration et dimensions des puces utilisées expérimentalement avec un canal incliné à  $24^\circ \pm 0.2^\circ$ .

#### 5.4.1 Autofocalisation d'un faisceau polarisé ordinairement

Nous utilisons un échantillon de  $LiNbO_3$  congruent avec les paramètres suivants : polarisation ordinaire,  $P = 25\mu W$ ,  $T = 45^\circ$  ( $\Delta T = 25^\circ C$ ), FWHM d'entrée  $13.3\mu m \times 12.65\mu m$ , inclinaison du canal par rapport à la face d'entre =  $24^\circ \pm 0.2^\circ$ .

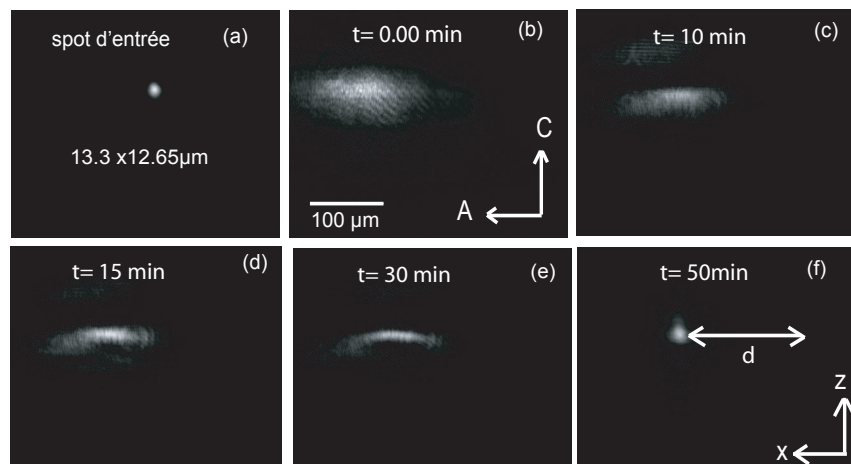


FIGURE 5.6 – Dynamique d'autofocalisation d'un faisceau observée en sortie d'un échantillon de 15 mm de long (b-f). Paramètres : angle d'incidence =  $24,61^\circ \pm 0.02^\circ$ , polarisation ordinaire, FWHM en entrée  $13.3\mu m \times 12.65\mu m$  (a),  $P = 25\mu W$ ,  $\Delta T = 25^\circ C$  ( $T = 45^\circ C$ ).

La figure 5.6 présente la dynamique observée en sortie pour un spot d'environ  $12\mu m$  (figure 5.6-a) sur la face d'entrée de l'échantillon de  $LiNbO_3$ . Ce faisceau est injecté à  $150\mu m$  en dessous de la surface de l'échantillon de sorte qu'il traverse le canal. Il se propage selon l'axe Y sur une longueur de 15 mm. En régime de propagation linéaire, lorsque la température du cristal est à température ambiante ( $20^\circ C$ ), nous remarquons que le faisceau en sortie du cristal prend une forme elliptique d'environ  $60\mu m \times 160\mu m$  selon X et Z respectivement (figure 5.6-b) en raison de l'astigmatisme lors de la réfraction du faisceau à travers les dioptries inclinées du canal. Cette déviation dans le canal entraîne la déformation du faisceau initialement circulaire en un faisceau de forme elliptique avec  $R_2 > R_1$  comme illustré sur la figure 5.7.

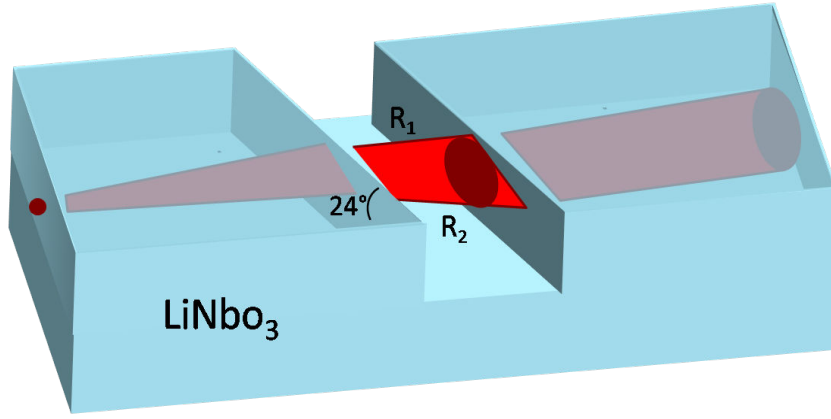


FIGURE 5.7 – Illustration de la diffraction linéaire d'un faisceau dans un canal incliné.

Lorsque la température du cristal est réglée à  $45^\circ C$  et que la puissance du faisceau est fixée à  $25\mu W$ , une autofocalisation apparaît en quelques minutes. Le confinement du faisceau est d'abord plus marqué et plus rapide selon l'axe  $\vec{C}$  du cristal (figure 5.6-c). Ensuite, après 15 minutes d'exposition, l'ellipticité du faisceau diminue (figure 5.6-d-e) et un confinement maximum est atteint après environ 50 minutes. Le faisceau en sortie devient circulaire et sa taille est proche de la taille à l'entrée. Nous mesurons une largeur à mi-hauteur du spot obtenu en sortie du cristal de  $13\mu m$  selon l'axe Z et  $14\mu m$  selon l'axe X (figure 5.6-f).

Le faisceau confiné en sortie est décalé de  $586\mu m$  par rapport à une propagation en l'absence du canal. Ce décalage est mesuré en comparant les positions (en pixels) des solitons formés respectivement sous et à travers le canal (figure 5.8).

En tenant compte que la taille réelle des pixels de la camera est de  $5.2\mu m$  et que le

grandissement est environ de 10 (voir chapitre 3).

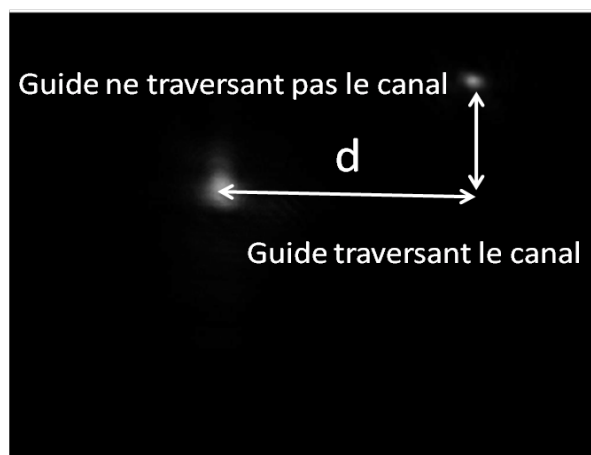


FIGURE 5.8 – Illustration de la mesure du décalage  $d$  entre deux guides, l'un traversant le canal et l'autre ne traversant pas le canal.

Le décalage est donc mesuré avec une précision de  $\pm 2\mu m$ . De ce décalage ( $586\mu m \pm 2\mu m$ ) nous déduisons de la courbe sur la figure 5.3, un angle d'incidence de  $24.61^\circ \pm 0.02^\circ$ . La mesure de décalage est donc utilisée pour évaluer l'angle d'incidence.

Nous pouvons souligner que le temps pour atteindre l'autofocalisation dans cette expérience est légèrement plus long (50 min) que dans le cas d'incidence normale (14 min). Ce phénomène s'explique par deux raisons : d'une part, la faible puissance ( $25\mu W$ ) du faisceau incident, qui nous permet d'analyser aisément la dynamique d'autofocalisation, ainsi d'éviter l'effet d'instabilité de modulation. D'autre part, le temps de réponse plus lent est expliqué aussi par les pertes par réflexions de Fresnel sur les interfaces du canal incliné qui sont plus importantes qu'en incidence normale.

Dans la suite, nous changeons l'angle d'incidence pour s'approche de l'angle de réflexion total ( $\theta_c^{TM} = 25.56^\circ$ ) en tournant le cristal dans le plan (ZY) à l'aide de la monture. Le but est d'analyser le comportement d'autofocalisation et de déterminer l'angle maximal pour lequel on peut obtenir l'autofocalisation.

La figure 5.9 montre l'observation dans le cas d'un angle d'incidence d'environ  $25^\circ$  pour des paramètres identiques ceux de la figure 5.6. À la température ambiante, le faisceau diffracté est fortement déformé et déplacé comme le montre la figure 5.9-b. Cette déformation est liée aux interfaces comme l'expérience précédente (figure 5.6). Après 20 minutes d'exposition, le faisceau commence à focaliser dans la direction de l'axe  $Z//C$ . Au-delà de ce temps, nous remarquons que le faisceau commence à se disloquer et s'élargit à cause

de l'instabilité de modulation (figure 5.9-e).

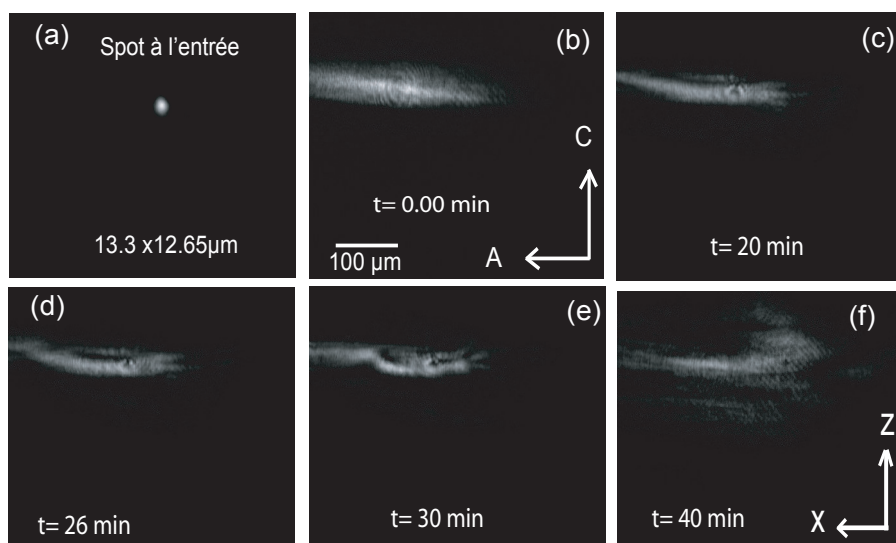


FIGURE 5.9 – Dynamique observée en sortie d'un cristal de 15 mm de long pour un canal d'incidence d'environ  $25^\circ$  (b-f). Paramètres identiques à la figure 5.6.

Enfin nous observons que le faisceau se coupe en plusieurs parties (figure 5.9-f). Des résultats similaires sont obtenus pour un angle d'incidence supérieur à  $25^\circ$  et pour des paramètres différents (puissance et température).

Nous déduisons donc qu'il est impossible d'obtenir l'autofocalisation pour des angles d'incidence supérieurs à  $25^\circ$ .

### 5.4.2 Autofocalisation d'un faisceau polarisé extraordinairement

Une série d'expériences a ensuite été réalisées avec un faisceau polarisé extraordinairement (TE). Ces expériences ont été effectuées des conditions similaires que l'expérience précédente (figure 5.6).

La puissance de faisceau est fixée à  $45\mu W$ . La puissance injectée est ici plus forte que pour l'expérience en polarisation ordinaire (figure 5.6). En effet, la transmission en polarisation extraordinaire décroît lorsque l'on est proche de l'angle limite de la réflexion (figure 5.4). La puissance plus forte en entrée compense cette faible transmission. Les figures 5.10-b-f présentent la dynamique observée en sortie du cristal. Le comportement d'autofocalisa-

tion obtenu en sortie est similaire à l'expérience de la figure 5.6. Nous avons mesuré une taille finale du faisceau de  $11.3\mu m$  selon l'axe X et de  $9.2\mu m$  selon l'axe Z (figure 5.10-f).

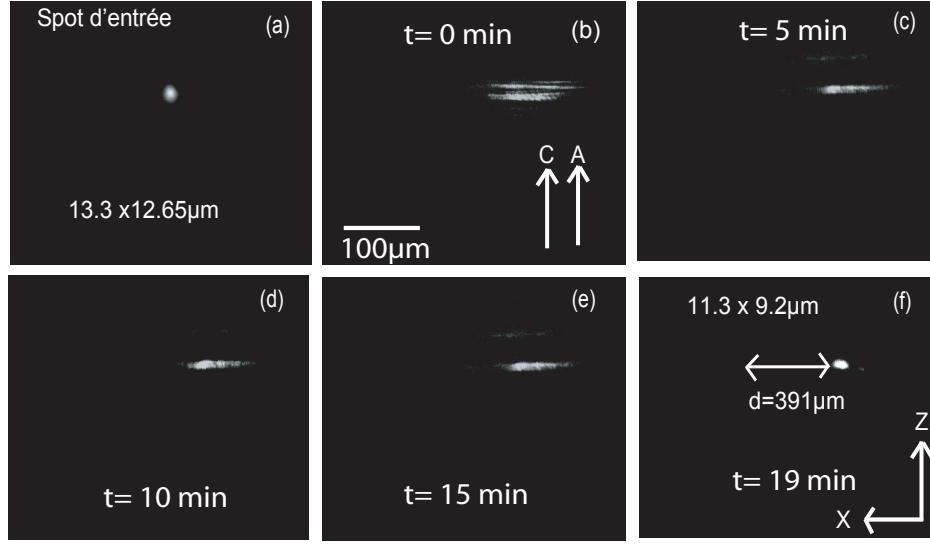


FIGURE 5.10 – Dynamique d'autofocalisation d'un faisceau observée en sortie (b-f) d'un échantillon de  $LiNbO_3$  de 15 mm de long par un faisceau polarisé extraordinairement, faisceau injecté en entrée ( $13.3\mu m \times 12.65\mu m$ ) (a). Paramètres identiques à l'expérience de la figure 5.6 sauf  $P = 45\mu W$ , angle d'incidence du faisceau est de  $24.66^\circ \pm 0.02^\circ$ .

Cette taille finale du spot dans ce cas est plus petite que pour une polarisation ordinaire. Cette ellipticité et cette différence de taille du spot par rapport à la polarisation ordinaire ont déjà été expliquées dans le chapitre 4. Par cette expérience, nous prouvons qu'il est possible de générer des guides d'ondes en polarisation extraordinaire (TE) pour des angles d'incidences proche de l'angle critique malgré la faible valeur du coefficient de transmission.

De la mesure du décalage  $d = 391\mu m \pm 2\mu m$  nous déduisons précisément la valeur de l'angle d'incidence :  $\theta = 24.66^\circ \pm 0.02^\circ$ . Nous avons vérifié que l'autofocalisation pour des angles d'incidences supérieurs à cet angle est impossible en raison de la faible valeur du coefficient de transmission (20% figure 5.3) et de la forte ellipticité induite par la réfraction à travers le canal.

### 5.4.3 Comparaison des résultats expérimentaux pour les polarisations TE et TM

Pour des angles d'incidences inférieurs à la limite de photo-inscription d'un guide à travers le canal, nous avons réalisé une série d'expériences pour lesquelles nous mesurons le décalage du guide  $d$  en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$  pour les deux cas de polarisations. Encore en fois la valeur des angles d'incidences est déduite par la mesure de ces décalages au moyen de l'équation (5.1).

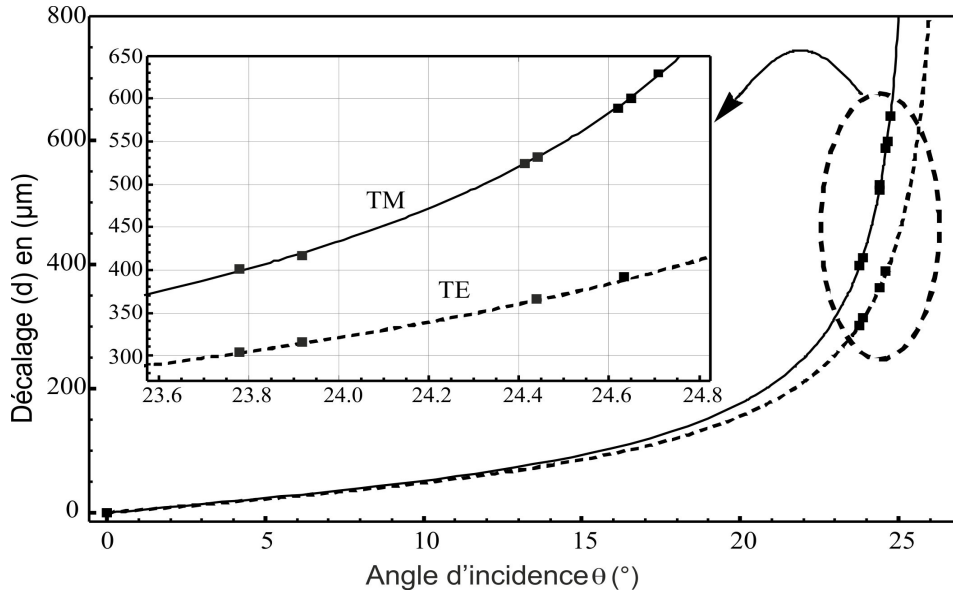


FIGURE 5.11 – Décalage  $d$  du faisceau autofocalisé pour les polarisations TM et TE en fonction de l'angle d'incidence du faisceau. Points expérimentaux, courbes calculées avec l'équation (5.1).

La figure 5.11 illustre ces mesures pour des angles d'incidences variant de  $23.8^\circ$  à  $24.6^\circ$  et des décalages varies de  $400\mu m$  à  $650\mu m$  pour le mode TM et des décalages variant de  $300\mu m$  à  $350\mu m$  pour le mode TE. Il apparaît dans cette figure que le décalage  $d$  est dépendant de la polarisation en raison de la biréfringence du matériau. De plus, ce décalage est très différent pour les deux polarisations pour des angles d'incidence proches de l'angle critique ( $25^\circ$ ) comme prévu sur la figure 5.3.

Ce résultat nous permet d'envisager une autofocalisation simultanée pour les deux polarisations associée à une séparation spatiale de polarisation. En d'autres termes, nous allons donc essayer de générer les deux guides simultanément pour les deux polarisations



afin de créer un dispositif de séparation de polarisation.

## 5.5 Séparateur de polarisation intégré

Pour réaliser un dispositif de séparateur de polarisation, nous utilisons le principe de la double réfraction. L'idée consiste à générer un guide qui va se séparer en deux guides distincts après traversée du canal. Ainsi en injectant une polarisation quelconque dans le guide d'entrée, nous retrouvons les deux composantes de polarisation (TE et TM) dans chacun des guides de sortie.

### 5.5.1 Principe du séparateur de polarisation

La figure 5.12 présente le dessin de principe d'un séparateur de polarisation utilisant la technique d'inscription par un faisceau autofocalisé est pour sa fabrication.

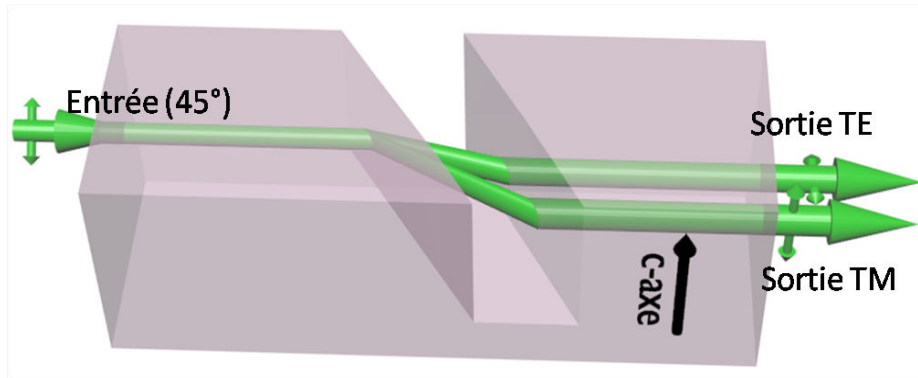


FIGURE 5.12 – *Principe du séparateur de polarisation en optique guidée.*

Comme nous l'avons montré sur la figure 5.11, le décalage  $d$  subi pour une polarisation TE ( $d_{TE}$ ) diffère du décalage  $d$  pour une polarisation TM ( $d_{TM}$ ). Ceci laisse donc penser qu'il est possible de générer un guide d'onde unique en entrée qui se sépare en deux guides d'onde parallèles en sortie. Pour réaliser ce dispositif, un faisceau d'entrée contenant les deux composantes de polarisation est injecté dans l'échantillon de  $LiNbO_3$ . En conséquence, un seul guide d'onde est formé avant le canal mais après avoir traversé le canal les composantes de polarisation se séparent dans deux guides distincts (figure 5.12).

La séparation entre les deux guides de sortie augmente lorsque l'angle d'incidence sur les dioptrés du canal est proche de l'angle critique.

### 5.5.2 Réalisation du séparateur de polarisation

Nous avons utilisé le même banc expérimental utilisé précédemment (figure 3.5). Mais, nous avons ajoutons une lame demi-onde ( $\frac{\lambda}{2}$ ) permettant d'ajuster la direction de polarisation du faisceau avant d'être injecté dans le cristal, comme le montre la figure 5.13.

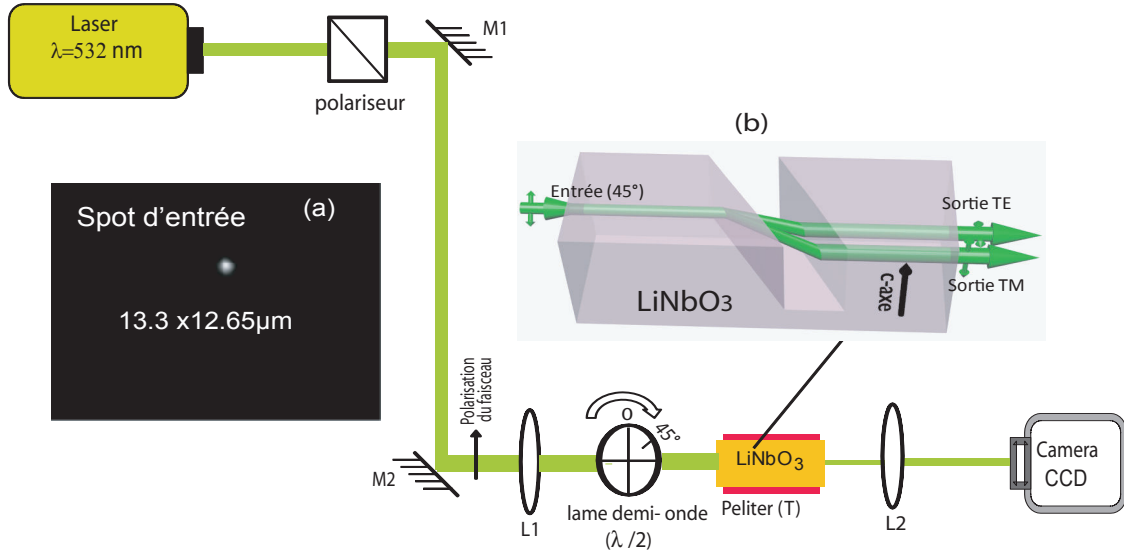


FIGURE 5.13 – Schéma du dispositif expérimental pour l'obtention d'un séparateur de polarisation intégré. Faisceau injecté en entrée ( $13.3\mu\text{m} \times 12.65\mu\text{m}$ ) (a).  $M_1$ - $M_2$  : miroirs,  $\frac{\lambda}{2}$  : lame demi-onde, CCD : caméra,  $L_1$ - $L_2$  lentilles, polariseur.

Il est important de mentionner que la photo-inscription des guides d'ondes de façon séquentielle (c'est-à-dire l'induction d'un guide d'onde après l'autre), ne conduit pas à un résultat correct. En effet, le premier guide d'onde réalisé s'efface lors de l'écriture du second. Cela nous conduit à inscrire les deux guides simultanément en respectant le temps d'inscription de chaque guide par un contrôle de l'intensité sur chaque composant de polarisation (TM,TE) via la lame demi-onde.

Afin de réaliser expérimentalement le séparateur de polarisation, nous avons utilisé un faisceau laser d'environ  $30\mu\text{W}$  de puissance. Ce faisceau est focalisé sur la face d'entrée du cristal pour donner un spot de  $13.3\mu\text{m} \times 12.65\mu\text{m}$  selon X et Z (figure 5.13-a). Il est

important de noter que cette puissance appliquée est faible afin de faciliter le contrôle de l'effet photoréfractif pendant la phase d'écriture ce qui permet de prendre en compte la différence de temps d'induction entre la polarisation extraordinaire et la polarisation ordinaire.

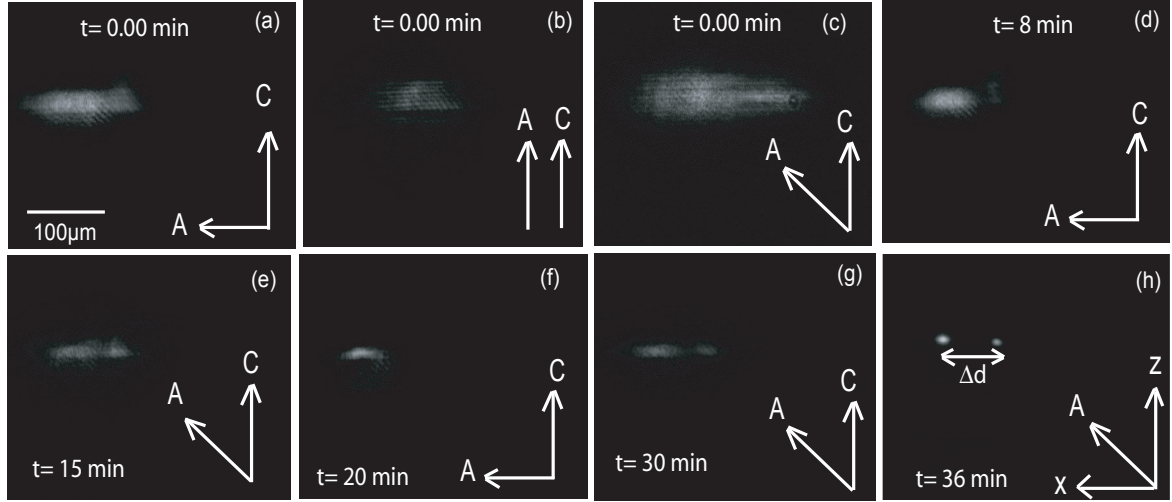


FIGURE 5.14 – Dynamique d'autofocalisation observée lors de la formation du séparateur de polarisation. Régime de diffraction en polarisation TM (b) et TE (c). Paramètres : angle d'inclinaison du canal  $23.91^\circ \pm 0.02^\circ$ , A est l'axe de polarisation en entrée,  $P = 30\mu W$ ,  $\Delta T = 25^\circ C$ .

Les figures 5.14-a-b-c présentent respectivement l'image du faisceau en sortie en régime linéaire pour les deux directions de polarisation (TM et TE). Les images a et b sont obtenues respectivement lorsque lame demi-onde est ajustée à la position 0 (TM) et à  $45^\circ$  (TE). L'image C est obtenu lorsque lame demi-onde est ajustée dans une position intermédiaire permettant d'obtenir les deux polarisations. Nous constatons que la transmission en polarisation TM est plus forte qu'en polarisation TE car l'angle d'incidence est proche de l'angle Brewster ( $\theta_B = 23.63^\circ$ , voir figure 5.3). De plus, une superposition spatiale partielle existe entre les deux taches de sortie en régime de diffraction (figure 5.16-c).

Nous commençons l'expérience par orienter la lame demi onde afin de sélectionner le mode TM seul, la température du cristal est ajustée à  $45^\circ C$  ( $\Delta T = 25^\circ C$ ). Nous démarrons par l'induction du guide pour cette polarisation car son temps de formation est plus long qu'en polarisation extraordinaire. Après 8 minutes d'exposition, l'autofocalisation du mode TM est visible (figure 5.14-d). Nous modifions alors l'état de polarisation en entrée pour injecter les deux composantes simultanément (figure 5.14-e-f). Par la suite, l'autofocalisation

apparaît progressivement pour les deux composantes de polarisation (figure 5.14-g). Après environ 36 minutes, nous observons nettement deux spots focalisés séparés (figure 5.14-h). Les tailles des faisceaux en sortie sont de  $14\mu m$  pour le mode TM et de  $10\mu m$  pour le mode TE. Nous avons mesuré un écart  $\Delta d$  entre les deux modes en sortie (figure 5.14-h) de  $105 \pm 2\mu m$ . Ces résultats montrent qu'il est possible d'obtenir une autofocalisation simultanée pour les deux polarisations en ajustant la polarisation à l'entrée du cristal au cours du processus de formation. Un séparateur de polarisation est donc obtenue.

Nous avons réalisé deux autres expériences en changeant l'angle incidence du faisceau. L'angle d'incidence est modifié en tournant l'échantillon dans le plan (XY) à l'aide d'une platine de rotation. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 5.15.

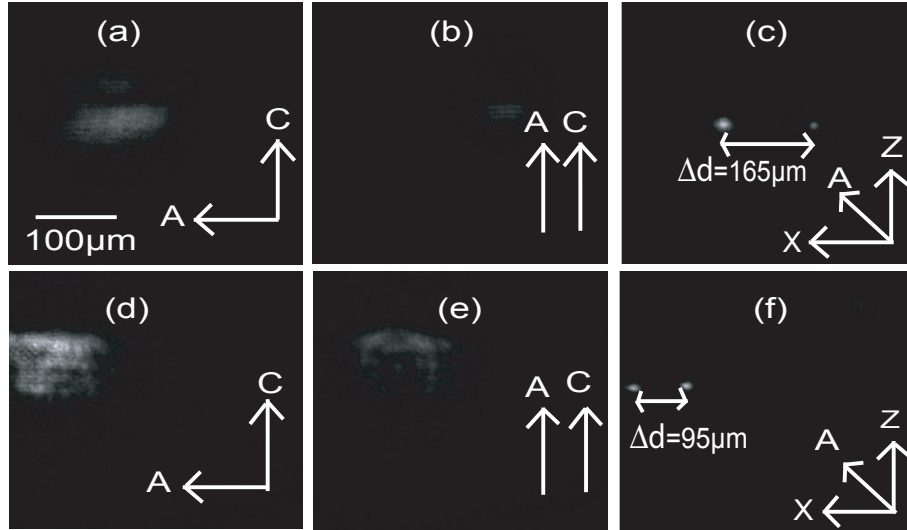


FIGURE 5.15 – Formation de séparation de polarisation pour deux angles d'incidence différents  $\theta = 24.4^\circ \pm 0.02^\circ$  (a-c) et  $\theta = 23.72^\circ \pm 0.02^\circ$  (d-f). A est l'axe de polarisation en entrée. Paramètres :  $P = 30\mu W$ ,  $\Delta T = 25^\circ C$ , FWHM d'entrée  $13.3\mu m \times 12.65\mu m$ .

La figure 5.15 présente le résultat obtenue pour deux angles d'incidence légèrement différents. Les images a et b montrent la diffraction en sortie du cristal, en régime linéaire pour le mode TM et le mode TE pour un angle d'incidence de  $\theta = 24.4^\circ \pm 0.02^\circ$ . Les images d et e montrent la diffraction en sortie du cristal, en régime linéaire pour le mode TM et le mode TE pour un angle d'incidence de  $\theta = 23.72^\circ \pm 0.02^\circ$ . Les images c et f présentent la formation de séparation de polarisation obtenus pour ces angles. Un écart  $\Delta d$  entre les deux modes de  $165 \pm 2\mu m$  (figure 5.15-c) et de  $95 \pm 2\mu m$  (figure 5.15-f) est obtenue pour des angles d'incidences de  $24.41^\circ \pm 0.02$  et  $23.72^\circ \pm 0.02^\circ$  respectivement.

L'écart  $\Delta d$  entre les deux spots permet de mesurer facilement et précisément l'angle d'incidence. Cet écart étant très sensible à l'angle d'incidence  $\theta$  comme on peut le voir sur la figure 5.16. En effet, pour une petite variation de l'angle  $\theta$ , nous remarquons que l'écart entre les deux guides générés augmente lorsque l'on s'approche de l'angle critique.

Trois angles d'incidence différents et proche de l'angle critique ont été utilisés pour générer un séparateur de polarisation. Afin de déterminer précisément l'angle d'incidence, de l'équation (5.1), il est aisé d'obtenir l'écart  $\Delta d$  entre les deux modes TM et TE en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$ . Cette courbe est présentée sur la figure 5.16.

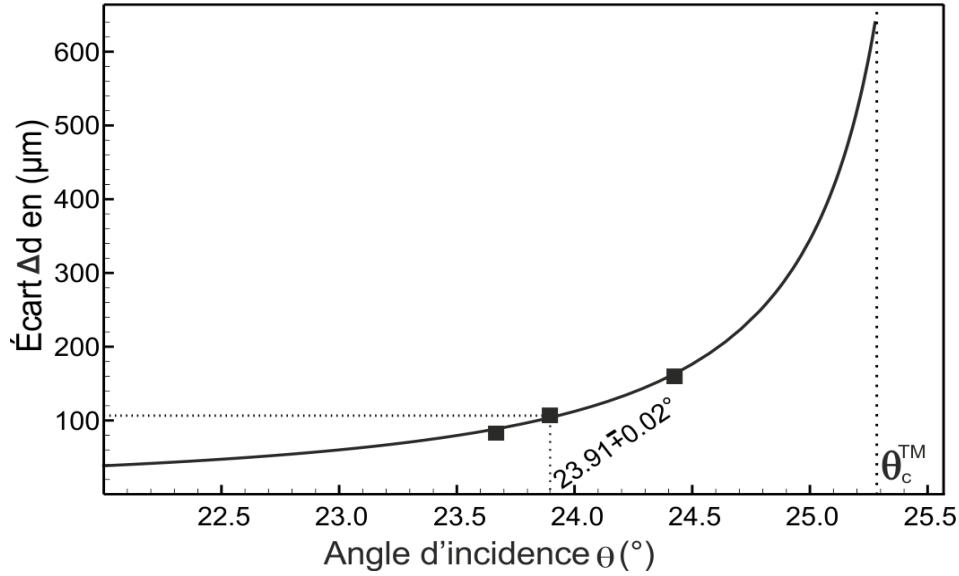


FIGURE 5.16 – Distance  $\Delta d$  entre les deux guides de sortie en fonction d'angle d'incidences. Points expériences, courbes calculées avec l'équation (5.1).

Sur cette même figure, nous avons placé les résultats expérimentaux pour lesquels nous avons mesuré l'écart  $\Delta d$  qui nous permet d'en déduire précisément l'angle d'incidence  $\theta$ . Cette figure montre qu'il est possible de créer un séparateur de polarisation pour des angles d'incidence varient légèrement entre  $\theta = 23.72^\circ \pm 0.02^\circ$  et  $\theta = 24.4^\circ \pm 0.02^\circ$ , ce qui permet de donner une distance de séparation  $\Delta d$  entre les deux mode (TM et TE) varie de  $95 \pm 2\mu m$  à  $165 \pm 2\mu m$ .

### 5.5.3 Caractérisation du séparateur de polarisation

Afin de caractériser le séparateur de polarisation réalisé dans l'expérience de la figure 5.14, nous avons ajouté un analyseur à la sortie du dispositif avant la caméra comme illustré sur la figure 5.17.

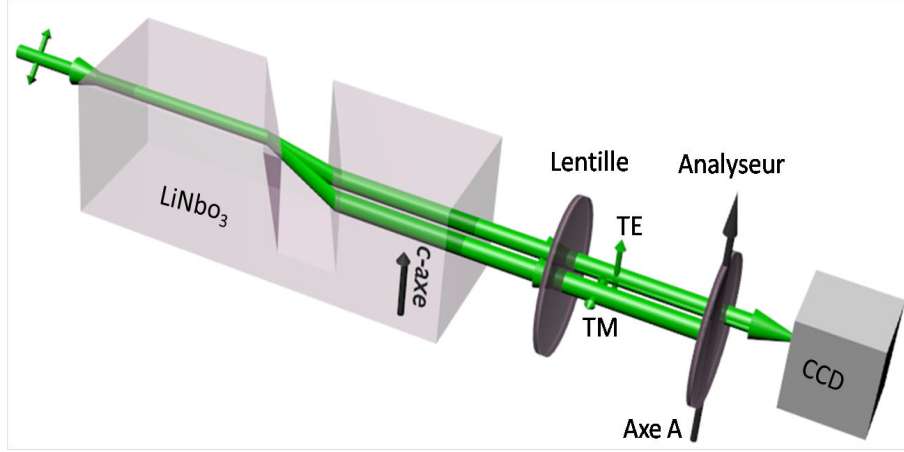


FIGURE 5.17 – Dispositif d'analyse du séparateur de polarisation.

Après l'étape de photo-inscription, le contrôle de la température est désactivé et le dispositif revient à la température ambiante. La puissance du faisceau d'entrée est réduite à quelques  $\mu W$  afin d'éviter l'effacement des guides d'onde. Nous utilisons le même faisceau d'écriture comme un faisceau sonde afin de tester le composant réalisé.

Les figures 5.18 montrent la distribution d'intensité en sortie du cristal lorsque l'axe A de l'analyseur est perpendiculaire (a) ou parallèle (b) à l'axe  $\vec{C}$  du cristal pour une polarisation à  $45^\circ$  en entrée du composant. L'image C présente la distribution d'intensité en l'absence de l'analyseur en sortie du cristal. Les figures 5.18-d-f montrent respectivement les profils selon X et Z.

Ces résultats indiquent que le séparateur de polarisation remplit sa fonction. En effet, les deux sorties contiennent des polarisations croisées. Afin d'analyser la transmission des deux composantes de polarisations, nous exploitons les données dans l'image C. L'intensité lumineuse de chaque spot étant proportionnelle au niveau des pixels. Nous avons sélectionné deux cadres de surface identiques autour de chaque spot et nous avons sommé les niveaux des pixels dans chaque zone. Nous obtenons un rapport de puissance de 3.54 entre les deux spots dans les mêmes conditions des mesures. Ce rapport nous permet de déduire que la transmission en mode TM est d'environ quatre fois plus important que la

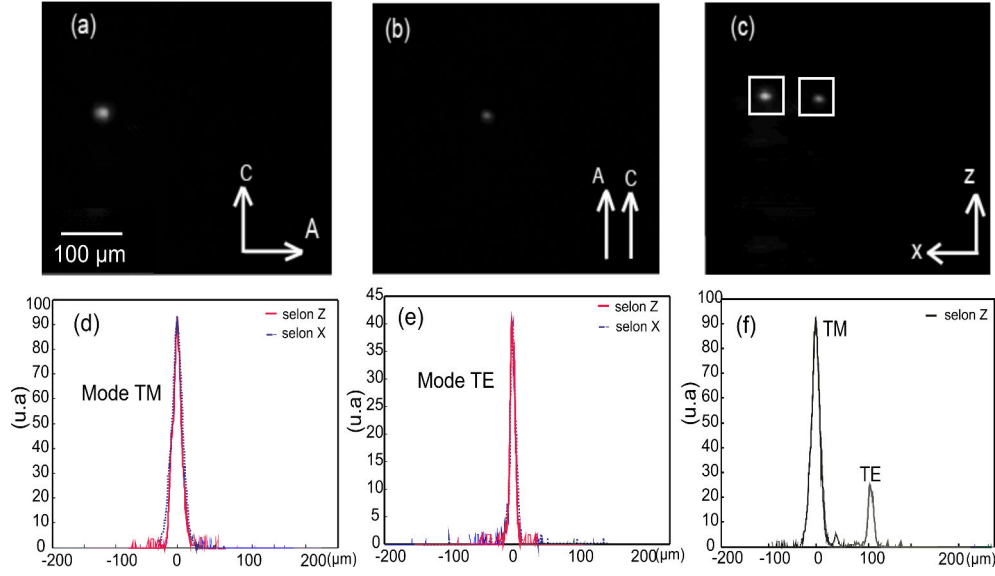


FIGURE 5.18 – Distribution d'intensité et profils détectés à la sortie du séparateur de polarisation réalisé dans l'expérience figure 5.14, pour un polarisation linéaire à  $45^\circ$  en entrée. Axe de l'analyseur (A) perpendiculaire à l'axe  $\vec{C}$  (a), parallèle à l'axe  $\vec{C}$  (b), en l'absence d'analyseur (C).

transmission en mode TE. Ces résultats expérimentaux diffèrent des calculs théoriques de la figure 5.18 qui prévoit un rapport de transmission de 2.67 entre les modes TM et TE. La différence entre la théorie et l'expérience peut s'expliquer soit l'angle d'incidence du faisceau qui a généré le dispositif n'est pas à  $\theta_B = 23.63^\circ$ , soit la polarisation du faisceau injectée en entrée du composant n'est pas à  $45^\circ$ .

Dans la suite, Nous avons calculé les coefficients de transmission globaux de notre dispositif à l'aide d'un puissance-mètre. Ces coefficients sont la comparaison de la puissance mesurée en entrée et en sortie du cristal. Tout d'abord, nous avons enlevé l'analyseur en sortie (figure 5.17). La polarisation du faisceau en entrée a été ajustée afin d'avoir le maximum de transmission pour le mode TM. Puis, nous avons mesuré la puissance en entrée et en sortie du cristal. Les mêmes mesures ont été faites pour le mode TE. Nous avons trouvé un coefficient de transmission d'environ 66% en TM et 23% en TE. En tenant compte de la transmission de la lentille en sortie du cristal ( $\approx 92\%$ ), nous en déduisons des coefficients de transmissions de 70% et 25% respectivement pour le mode TM et le mode TE. Ces résultats expérimentaux sont donc en meilleur accord avec les valeurs théoriques (figure 5.4) qui donnent pour le même angle d'incidence, des valeurs du coefficient de transmission de 73% en TM et de 28% en TE. L'écart entre théorie

/expérience donne une indication des pertes du guides générés.

Par ailleurs, nous observons de la figure 5.18-a-b que aucune composante de polarisation croisée n'est détectable par la camera. Ainsi, si la lumière est injectée est en TM aucune lumière n'est détectée en sortie du canal TE et réciproquement pour TE. En pratique la composante résiduelle de polarisation est trop faible pour être détectée avec la camera. Nous pouvons donc dire que le taux d'extinction de ce composant est supérieur à 20 dB, et que la mesure est ici limitée par la dynamique de la caméra.

## 5.6 Conclusion

En conclusion, nous avons montré que les faisceaux auto-piégés représentent une technique de fabrication simple de composants d'optique intégrée. Cette démonstration est illustrée par la fabrication d'un séparateur de polarisation. Les guides d'onde constituant ce composant ont été générés simultanément dans une structure en  $LiNbO_3$  comportant un canal incliné à  $24^\circ$ .



# Conclusion générale et perspectives

## Conclusions

Dans ce travail de thèse, nous avons exploité les faisceaux autofocalisés contrôlés par effet pyroélectrique pour former des composants d'optique guidée 3-D au cœur du  $LiNbO_3$ . Ces composants sont difficilement réalisables par les méthodes de fabrication standards.

Les travaux ont d'abord commencé par l'utilisation de l'autofocalisation par l'effet photoréfractif pour générer un guide d'onde de section variable au cours de la propagation. Ceci a été possible grâce à l'application progressive d'un gradient de température le long de l'échantillon. Cette méthode est basée sur l'utilisation de l'effet pyroélectrique présent dans les cristaux ferroélectriques. Ainsi une autofocalisation adiabatique a été obtenue en imposant, pendant l'étape de photo-induction, une variation de température de  $10^\circ C$  à l'entrée et de  $32^\circ C$  à la sortie d'un échantillon de  $LiNbO_3$  de 20 mm de long. Le guide d'onde généré a un diamètre qui varie de  $100\mu m$  à l'entrée jusqu'à  $12\mu m$  à la sortie. Ce composant, qui peut être assimilé à un entonnoir optique, constitue un guide adiabatique 3-D.

La physique à l'origine de cet effet focalisant a été résolue à l'aide d'un modèle numérique 3-D qui prend en compte la dynamique de l'effet photoréfractif. Le modèle numérique s'appuie sur le système d'équations de transport de charge déduit par Kukhtarev. Ce dernier permet de prédire la dynamique de l'autofocalisation qui mène à la génération du guide adiabatique.

La caractérisation expérimentale de l'autofocalisation adiabatique pyroélectrique a montré que le confinement bidimensionnel adiabatique est obtenu pour des faisceaux de polarisa-

tion ordinaire ou extraordinaire. Des mesures sur la durée de vie des guides d'onde induits ont également été réalisées. Des compositions de  $LiNbO_3$  congruent et stœchiométrique ont été testées.

Dans une seconde partie, nous avons étudié la capacité des faisceaux autofocalisés à traverser en incidence normale des micro-canaux de faible largeur. Il a ainsi été démontré expérimentalement que la présence d'une tranchée de  $200\mu m$  de large présente sur la trajectoire du faisceau n'empêche pas la mise en place de l'autofocalisation. De plus, nous avons testé les qualités guidantes du guide ainsi généré. Le meilleur guidage est obtenu lorsque la photo-inscription est réalisée en polarisation ordinaire et que le guide est exploité en polarisation extraordinaire. Enfin, cette configuration a été utilisée pour réaliser un capteur permettant de mesurer l'indice d'un liquide présent dans le canal. Ce capteur permet d'estimer des indices allant de 1.3 à 1.8 avec une précision de  $4 \times 10^{-3}$ .

Finalement, dans l'objectif de réaliser un composant optique intégrée effectuant une séparation de polarisation, nous avons étudié l'autofocalisation de faisceaux traversant des micro-canaux sous des angles d'incidence proches de l'angle critique. L'autofocalisation est observée jusqu'à des angles inférieurs de quelques degrés à l'angle critique. Pour des angles plus élevés le faisceau se disloque.

En raison de la biréfringence du  $LiNbO_3$ , la trajectoire des faisceaux autofocalisés est dépendante de la polarisation particulièrement pour des forts angles d'incidence. Cette caractéristique, nous a permis de concevoir un séparateur de polarisation. Ainsi en injectant un faisceau ayant deux composantes de polarisation celui-ci induit automatiquement un guide d'entrée qui se sépare en deux guides de sortie. Les guides de sortie supportent des polarisations croisées. Outre sa très grande simplicité de fabrication, ce séparateur de polarisation est caractérisé par des pertes de transmission faibles et un fort taux d'extinction.

Ces travaux montrent donc que les faisceaux autofocalisés ouvrent réellement de nouvelles possibilités pour la fabrication de circuits optiques 3-D.

## Perspectives

À la suite de cette thèse, des caractérisations supplémentaires ainsi que des améliorations sont envisagées.

Par exemple, il serait intéressant d'étudier l'apport des guides d'onde adiabatiques pour le couplage dans une fibre optique aux longueurs d'onde des télécommunications. Par ailleurs, le capteur d'indice développé dans le chapitre 3 pourrait être amélioré de diverses manières. En effet, un canal plus large permettrait d'avoir une diffraction plus forte du faisceau ce qui améliorerait la sensibilité du capteur. Une solution encore plus avantageuse pour ces capteurs d'indice serait d'utiliser une configuration avec un canal incliné. Le décalage du faisceau subi à la traversée du canal variant très fortement lorsque l'angle d'incidence est proche de l'angle critique, il apparaît évident que la transmission sera fortement dépendante de l'indice de réfraction du liquide présent dans le canal. En outre, un tel dispositif pourrait être sondé spectralement ce qui permettrait de déterminer aisément et précisément à quelle longueur d'onde le maximum de transmission est observé. L'indice du liquide pourrait donc être mesuré avec une très grande précision.

Enfin, la combinaison des guides optiques et des micro-canaux laisse présager de nouveaux types d'analyse. Ainsi le passage de particules dans le canal pourrait être analysé optiquement ce qui pourrait autoriser une caractérisation de ces particules en taille ou en nombre.

D'un point de vue de la physique, il est également naturel de vouloir tester les capacités des faisceaux autofocalisés dans d'autres matériaux tels que  $LiTaO_3$ , SBN ou encore SPS. Les propriétés photoréfractives de ces matériaux permettent d'envisager un comportement similaire au  $LiNbO_3$  tout en offrant d'autres caractéristiques comme une sensibilité dans une autre gamme de longueurs d'onde ou encore un temps de réponse plus court.

Ce travail ouvre donc de nombreuses perspectives qui pourraient déboucher sur des applications originales ainsi que sur des idées nouvelles.

---

# Bibliographie

- [1] A. Okada, “Optical waveguiding properties of sputtered  $\text{LiNbO}_3$  single crystal thin films on  $\text{LiTaO}_3$  substrates,” *Ferroelectrics* **14**(1), 739–742 (1976).
- [2] R. Schmidt and I. Kaminow, “Metal-diffused optical waveguides in  $\text{LiNbO}_3$ ,” *Applied Physics Letters* **25**(8), 458–460 (1974).
- [3] N. Goto and G. L. Yip, “Characterization of proton-exchange and annealed  $\text{LiNbO}_3$  waveguides with pyrophosphoric acid,” *Applied Optics* **28**(1), 60–65 (1989).
- [4] E. Pun, K. Loi, and P. Chung, “Index profile of proton-exchanged waveguides in lithium niobate ( $\text{LiNbO}_3$ ) using cinnamic acid,” *Electronics Letters* **27**(14), 1282–1283 (1991).
- [5] J. L. Jackel, C. Rice, and J. Veselka, “Proton exchange for high-index waveguides in  $\text{LiNbO}_3$ ,” *Applied Physics Letters* **41**, 607 (1982).
- [6] E. Pun, S. Zhao, K. Loi, and P. Chung, “Proton-exchanged  $\text{LiNbO}_3$  optical waveguides using stearic acid,” *Photonics Technology Letters, IEEE* **3**(11), 1006–1008 (1991).
- [7] Y. N. Korkishko and V. Fedorov, *Ion exchange in single crystals for integrated optics and optoelectronics* (Cambridge Int Science Publ, 1999).
- [8] F. Laurell, J. Webjorn, G. Arvidsson, and J. Holmberg, “Wet etching of proton-exchanged  $\text{LiNbO}_3$  a novel processing technique,” *Lightwave Technology* **10**(11), 1606–1609 (1992).
- [9] P. Baldi, M. P. De Micheli, K. El Hadi, S. Nouh, A. C. Cino, P. Aschieri, and D. B. Ostrowsky, “Proton exchanged waveguides in  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$  for integrated

- lasers and nonlinear frequency converters,” *Optical Engineering* **37**(4), 1193–1202 (1998).
- [10] T. Izawa and H. Nakagome, “Optical waveguide formed by electrically induced migration of ions in glass plates,” *Applied Physics Letters* **21**(12), 584–586 (1972).
- [11] W. Holton, “Laser for integrated optical circuits,” *Google Patents* (1978).
- [12] M. L. Shah, “Optical waveguides in  $\text{LiNbO}_3$  by ion exchange technique,” *Applied Physics Letters* **26**, 652 (1975).
- [13] J. Jackel, “High- $\Delta n$  optical waveguides in  $\text{LiNbO}_3$  : Thallium-lithium ion exchange,” *Applied Physics Letters* **37**(8), 739–741 (1980).
- [14] F. Gonella, F. Caccavale, A. Quaranta, and A. Sambo, “Copper-doped ion-exchanged waveguide characterization,” *Journal of Modern Optics* **45**(4), 837–845 (1998).
- [15] H. Ryssel and I. Ruge, *Ion implantation* (John Wiley and Sons Inc., New York, NY, 1986).
- [16] C. Buchal, “Ion implantation of optical devices,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* **68**(1), 355–360 (1992).
- [17] J. R. Conrad, J. Radtke, R. Dodd, F. J. Worzala, and N. C. Tran, “Plasma source ion-implantation technique for surface modification of materials,” *Journal of Applied Physics* **62**(11), 4591–4596 (1987).
- [18] Z. Lu, R. Hiskes, S. DiCarolis, R. Route, R. Feigelson, F. Leplingard, and J. Fouquet, “Epitaxial  $\text{LiNbO}_3$  thin films on sapphire substrates grown by solid source MOCVD,” *Journal of Materials Research* **9**(9), 2258–2263 (1994).
- [19] R. Betts and C. Pitt, “Growth of thin-film lithium niobate by molecular beam epitaxy,” *Electronics Letters* **21**(21), 960–962 (1985).
- [20] Y. Shibata, K. Kaya, K. Akashi, M. Kanai, T. Kawai, and S. Kawai, “Epitaxial growth and surface acoustic wave properties of lithium niobate films grown by pulsed laser deposition,” *Journal of Applied Physics* **77**(4), 1498–1503 (1995).

- [21] A. A. Wernberg, H. J. Gysling, A. J. Filo, and T. N. Blanton, "Epitaxial growth of lithium niobate  $\text{LiNbO}_3$  thin films from a single-source organometallic precursor using metalorganic chemical vapor deposition," *Applied Physics Letters* **62**(9), 946–948 (1993).
- [22] S. Lee and R. Feigelson, "Reduced optical losses in MOCVD grown lithium niobate thin films on sapphire by controlling nucleation density," *Journal of Crystal Growth* **186**(4), 594–606 (1998).
- [23] J.-G. Yoon and K. Kim, "Growth of highly textured  $\text{LiNbO}_3$  thin film on Si with MgO buffer layer through the sol-gel process," *Applied Physics Letters* **68**(18), 2523–2525 (1996).
- [24] S. Hirano, T. Yogo, W. Sakamoto, Y. Takeichi, and S. Ono, "Processing of highly oriented  $\text{LiNbO}_3$  thin films through a metal-organic precursor solution," *Journal of the European Ceramic Society* **24**(2), 435–440 (2004).
- [25] M. Takahashi, K. Yamauchi, T. Yagi, A. Nishiwaki, K. Wakita, N. Ohnishi, K. Hotta, and I. Sahashi, "Preparation and characterization of high-quality stoichiometric  $\text{LiNbO}_3$  thick films prepared by the sol-gel method," *ScienceDirect, Elsevier* **458**(1), 108–113 (2004).
- [26] E. Chandross, C. Pryde, W. Tomlinson, and H. Weber, "Photolocking-A new technique for fabricating optical waveguide circuits," *Applied Physics Letters* **24**(2), 72–74 (1974).
- [27] M. Svalgaard, C. Poulsen, A. Bjarklev, and O. Poulsen, "Direct UV writing of buried singlemode channel waveguides in Ge-doped silica films," *Electronics Letters* **30**(17), 1401–1403 (1994).
- [28] M. Svalgaard, "Direct writing of planar waveguide power splitters and directional couplers using a focused ultraviolet laser beam," *Electronics Letters* **33**(20), 1694–1695 (1997).
- [29] M. Svalgaard and M. Kristensen, "Directly UV written silica-on-silicon planar waveguides with low loss," *Electronics Letters* **33**(10), 861–863 (1997).

- [30] A. Sheridan, C. Gawith, G. Emmerson, J. Milton, P. Smith, and J. Wilkinson, "Channel waveguides in ion-exchanged pyrex by direct UV writing," *Optics Communications* **242**(1), 109–114 (2004).
- [31] C. B. Gawith, A. Fu, T. Bhutta, P. Hua, D. P. Shepherd, E. R. Taylor, P. G. Smith, D. Milanese, and M. Ferraris, "Direct-UV-written buried channel waveguide lasers in direct-bonded intersubstrate ion-exchanged neodymium-doped germano-borosilicate glass," *Applied Physics Letters* **81**(19), 3522–3524 (2002).
- [32] D. Guilhot, G. Emmerson, C. Gawith, S. Watts, D. Shepherd, R. Williams, and P. Smith, "Single-mode direct-ultraviolet-written channel waveguide laser in neodymium-doped silica on silicon," *Optics Letters* **29**(9), 947–949 (2004).
- [33] S. Mailis, C. Riziotis, I. Wellington, P. Smith, C. Gawith, and R. Eason, "Direct ultraviolet writing of channel waveguides in congruent lithium niobate single crystals," *Optics Letters* **28**(16), 1433–1435 (2003).
- [34] P. Banks, B. Stuart, M. Perry, M. Feit, A. Rubenchik, J. Armstrong, H. Nguyen, F. Roeske, R. Lee, B. Myers, *et al.*, "Femtosecond laser machining," in *Lasers and Electro-Optics, 1998. CLEO 98. Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on*, p. 510 (IEEE, 1998).
- [35] A. Ostendorf, "Femtosecond laser machining," in *Lasers and Electro-Optics, 2001. CLEO/Pacific Rim 2001. The 4th Pacific Rim Conference on*, vol. 1, pp. I–296 (IEEE, 2001).
- [36] D. F. Farson, H. W. Choi, B. Zimmerman, J. K. Steach, J. J. Chalmers, S. V. Olesik, and L. J. Lee, "Femtosecond laser micromachining of dielectric materials for biomedical applications," *Journal of Micromechanics and Microengineering* **18**(3), 035,020 (2008).
- [37] K. Ozono and M. Obara, "Tailored ablation processing of advanced biomedical hydroxyapatite by femtosecond laser pulses," *Applied Physics A* **77**(2), 303–306 (2003).
- [38] L. A. Fernandes, J. R. Grenier, P. R. Herman, J. S. Aitchison, and P. Marques, "Femtosecond laser writing of waveguide retarders in fused silica for polarization control in optical circuits," *Optics Express* **19**, 18,294–18,301 (2011).

- [39] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao, “Writing waveguides in glass with a femtosecond laser,” *Optics Letters* **21**(21), 1729–1731 (1996).
- [40] K. Miura, J. Qiu, H. Inouye, T. Mitsuyu, and K. Hirao, “Photowritten optical waveguides in various glasses with ultrashort pulse laser,” *Applied Physics Letters* **71**, 3329 (1997).
- [41] R. Osellame, N. Chiodo, G. Della Valle, G. Cerullo, R. Ramponi, P. Laporta, A. Killi, U. Morgner, and O. Svelto, “Waveguide lasers in the C-band fabricated by laser inscription with a compact femtosecond oscillator,” *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* **12**(2), 277–285 (2006).
- [42] N. Huot, R. Leharzic, E. Audouard, C. Jonin, and P. Laporte, “Photoinscription de guide d’onde dans le verre massif par laser femtoseconde,” *Photoniques* (4), 33–35 (2001).
- [43] S. Eaton, H. Zhang, P. Herman, F. Yoshino, L. Shah, J. Bovatsek, and A. Arai, “Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate,” *Optics Express* **13**(12), 4708–4716 (2005).
- [44] A. Szameit, J. Burghoff, T. Pertsch, S. Nolte, A. Tünnermann, and F. Lederer, “Two-dimensional soliton in cubic fs laser written waveguide arrays in fused silica,” *Optics Express* **14**(13), 6055–6062 (2006).
- [45] R. Osellame, N. Chiodo, G. Valle, S. Taccheo, R. Ramponi, G. Cerullo, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, and D. Kopf, “Optical waveguide writing with a diode-pumped femtosecond oscillator,” *Optics Letters* **29**(16), 1900–1902 (2004).
- [46] A. Rodenas, L. Maestro, M. Ramirez, G. Torchia, L. Roso, F. Chen, and D. Jaque, “Anisotropic lattice changes in femtosecond laser inscribed Nd : MgO : LiNbO<sub>3</sub> optical waveguides,” *Journal of Applied Physics* **106**, 013,110 (2009).
- [47] H. T. Bookey, R. R. Thomson, N. D. Psaila, A. K. Kar, N. Chiodo, R. Osellame, and G. Cerullo, “Femtosecond laser inscription of low insertion loss waveguides in Z-cut lithium niobate,” *Photonics Technology Letters, IEEE* **19**(12), 892–894 (2007).
- [48] V. Bhardwaj, P. Corkum, D. Rayner, C. Hnatovsky, E. Simova, and R. Taylor, “Stress in femtosecond-laser-written waveguides in fused silica,” *Optics Letters* **29**(12), 1312–1314 (2004).



- [49] A. M. Streltsov and N. F. Borrelli, “Study of femtosecond-laser-written waveguides in glasses,” *JOSA B* **19**(10), 2496–2504 (2002).
- [50] R. Toomey, D. Freidank, and J. Rühe, “Swelling behavior of thin, surface-attached polymer networks,” *Macromolecules* **37**(3), 882–887 (2004).
- [51] K.-J. Söderholm, “Degradation of glass filler in experimental composites,” *Journal of Dental Research* **60**(11), 1867–1875 (1981).
- [52] Y. Bellouard, E. Barthel, A. Said, M. Dugan, and P. Bado, “Scanning thermal microscopy and Raman analysis of bulk fused silica exposed to low energy femtosecond laser pulses,” *Optics Express* **16**(24), 19,520–19,534 (2008).
- [53] N. Borrelli, C. Smith, D. C. Allan, and T. Seward, “Densification of fused silica under 193-nm excitation,” *JOSA B* **14**(7), 1606–1615 (1997).
- [54] L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, “Study of damage in fused silica induced by ultra-short IR laser pulses,” *Optics Communications* **191**(3), 333–339 (2001).
- [55] T. Gorelik, M. Will, S. Nolte, A. Tuennermann, and U. Glatzel, “Transmission electron microscopy studies of femtosecond laser induced modifications in quartz,” *Applied Physics A* **76**(3), 309–311 (2003).
- [56] A. H. Nejadmalayeri and P. R. Herman, “Ultrafast laser waveguide writing : lithium niobate and the role of circular polarization and picosecond pulse width,” *Optics Letters* **31**(20), 2987–2989 (2006).
- [57] S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, and A. Tuennermann, “Femtosecond waveguide writing : a new avenue to three-dimensional integrated optics,” *Applied Physics A* **77**(1), 109–111 (2003).
- [58] G. Della Valle, R. Osellame, and P. Laporta, “Micromachining of photonic devices by femtosecond laser pulses,” *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **11**(1), 013,001 (2009).
- [59] Y. Bellouard, A. Said, P. Bado, *et al.*, “Integrating optics and micro-mechanics in a single substrate : a step toward monolithic integration in fused silica,” *Optics Express* **13**(17), 6635–6644 (2005).

- [60] R. Osellame, V. Maselli, R. M. Vazquez, R. Ramponi, and G. Cerullo, “Integration of optical waveguides and microfluidic channels both fabricated by femtosecond laser irradiation,” *Applied Physics Letters* **90**(23), 231,118–231,118 (2007).
- [61] M. Gorram, *Thèse : génération et études de guides d’onde dynamiques et reconfigurables induit par illumination latérales* (Université de Metz, juin 2009).
- [62] M. Gorram, V. Coda, P. Thévenin, and G. Montemezzani, “Bulk channel-type reconfigurable light-induced waveguides recorded by crossed lateral illumination,” *Applied Physics B* **95**(3), 565–572 (2009).
- [63] F. J. J. G. Montemezzani, Gorram, “Light deflection and modulation through dynamic evolution of photoinduced,” *Optics Express* **13**(1), 16,646–58 (2008).
- [64] D. Homoelle, S. Wielandy, A. L. Gaeta, N. Borrelli, and C. Smith, “Infrared photosensitivity in silica glasses exposed to femtosecond laser pulses,” *Optics Letters* **24**(18), 1311–1313 (1999).
- [65] K. Yamada, W. Watanabe, T. Toma, K. Itoh, and J. Nishii, “In situ observation of photoinduced refractive-index changes in filaments formed in glasses by femtosecond laser pulses,” *Optics Letters* **26**(1), 19–21 (2001).
- [66] W. Watanabe, T. Asano, K. Yamada, K. Itoh, and J. Nishii, “Wavelength division with three-dimensional couplers fabricated by filamentation of femtosecond laser pulses,” *Optics Letters* **28**(24), 2491–2493 (2003).
- [67] Y. Li, K. Itoh, W. Watanabe, K. Yamada, D. Kuroda, J. Nishii, and Y. Jiang, “Three-dimensional hole drilling of silica glass from the rear surface with femtosecond laser pulses,” *Optics Letters* **26**(23), 1912–1914 (2001).
- [68] S. Trillo and W. Torruellas, *Spatial solitons* (Springer, 2001).
- [69] R. Chiao, E. Garmire, and C. Townes, “Self-Trapping of Optical Beams.” *Physical Review Letters* **14**(25), 1056–1056 (1965).
- [70] A. Barthelemy, S. Maneuf, and C. Froehly, “Propagation soliton et auto-confinement de faisceaux laser par non linéarité optique de Kerr,” *Optics Communications* **55**(3), 201–206 (1985).

- [71] Y. S. Kivshar and G. I. Stegeman, “Spatial optical solitons,” *Optics and Photonics News* **13**(2), 59–63 (2002).
- [72] Z. Chen, M. Segev, and D. N. Christodoulides, “Optical spatial solitons : historical overview and recent advances,” *Reports on Progress in Physics* **75**(8), 086,401 (2012).
- [73] Z. Chen, M. H. Garrett, G. C. Valley, M. Mitchell, M.-f. Shih, and M. Segev, “Steady-state dark photorefractive screening solitons,” *Optics Letters* **21**(9), 629–631 (1996).
- [74] G. COUTON, *Thèse : Solitons spatiaux photovoltaïques dans Le LiNbO<sub>3</sub>* (Université de Franche Comté, 2004).
- [75] V. Coda, *Thèse : Solitons Optiques Spatiaux Kerr Et Photoréfractifs : Propriétés Fondamentales Et Application A L’ Adressage Optique* (Université de Franche Comté, 2006).
- [76] G. Duree, M. Morin, G. Salamo, M. Segev, B. Crosignani, P. Di Porto, E. Sharp, and A. Yariv, “Dark photorefractive spatial solitons and photorefractive vortex solitons,” *Physical Review Letters* **74**(11), 1978–1981 (1995).
- [77] R. Passier, *Thèse : Propagation de vortex optiques en milieu photoréfractif : application à la génération de guides optiques* (Université de Franche Comté, 2009).
- [78] R. Passier, F. Devaux, and M. Chauvet, “Impact of tensorial nature of the electro-optic effect on vortex beam propagation in photorefractive media,” *Optics Express* **16**(10), 7134–7141 (2008).
- [79] E. Garmire, R. Chiao, and C. Townes, “Dynamics and characteristics of the self-trapping of intense light beams,” *Physical Review Letters* **16**(9), 347–349 (1966).
- [80] M. Svalgaard, C. Poulsen, A. Bjarklev, and O. Poulsen, “Direct UV writing of buried singlemode channel waveguides in Ge-doped silica films,” *Electronics Letters* **30**(17), 1401–1403 (1994).
- [81] J. Aitchison, A. Weiner, Y. Silberberg, M. Oliver, J. Jackel, D. Leaird, E. Vogel, and P. Smith, “Observation of spatial optical solitons in a nonlinear glass waveguide,” *Optics Letters* **15**(9), 471–473 (1990).

- [82] T. Maggipinto, M. Brambilla, G. Harkness, and W. Firth, "Cavity solitons in semiconductor microresonators : Existence, stability, and dynamical properties," *Physical Review E* **62**(6), 8726 (2000).
- [83] U. Bartuch, U. Peschel, T. Gabler, R. Waldhausl, and H.-H. Horhold, "Experimental investigations and numerical simulations of spatial solitons in planar polymer waveguides," *Optics Communications* **134**(1), 49–54 (1997).
- [84] J. Atai, Y. Chen, and R. M. De Ridder, "Propagation of  $(2+1)$ -dimensional solitary waves in dissipative/active saturable nonlinear media," *Journal of Modern Optics* **44**(9), 1683–1691 (1997).
- [85] J. Bjorkholm and A. Ashkin, "CW self-focusing and self-trapping of light in sodium vapor," *Physical Review Letters* **32**(4), 129–132 (1974).
- [86] R. Levenson, J. Liang, C. Rossier, R. Hierle, E. Toussaere, N. Bouadma, and J. Zyss, "Advances in organic polymer-based optoelectronics," in *ACS Symposium Series*, vol. 601, pp. 436–455 (ACS Publications, 1995).
- [87] K. Tamaki, H. Takase, Y. Eriyama, and T. Ukachi, "Recent progress on polymer waveguide materials," *Photopolymer Science and Technology* **16**(5), 639–648 (2003).
- [88] S. Ducharme, J. Scott, R. Twieg, and W. Moerner, "Observation of the photorefractive effect in a polymer," *Physical Review Letters* **66**(14), 1846 (1991).
- [89] C. Poga, P. Lundquist, V. Lee, R. Shelby, R. Twieg, and D. Burland, "Polysiloxane-based photorefractive polymers for digital holographic data storage," *Applied Physics Letters* **69**(8), 1047–1049 (1996).
- [90] L. Eldada and L. W. Shacklette, "Advances in polymer integrated optics," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE* **6**(1), 54–68 (2000).
- [91] L. Eldada, "Advances in telecom and datacom optical components," *Optical Engineering* **40**, 1165 (2001).
- [92] K. Tung, W. Wong, and E. Pun, "Polymeric optical waveguides using direct ultra-violet photolithography process," *Applied Physics A* **80**(3), 621–626 (2005).

- [93] N. Hirose, T. Yoshimura, and O. Ibaragi, “Optical component coupling using self-written waveguides,” *Symposium on Integrated Optoelectronic Devices* pp. 64–71 (2002).
- [94] A. A. Sukhorukov, S. Shoji, Y. S. Kivshar, and S. Kawata, “Self-written waveguides in photosensitive materials,” *Journal of Nonlinear Optical Physics Materials* **11**(04), 391–407 (2002).
- [95] A. S. Kewitsch and A. Yariv, “Self-focusing and self-trapping of optical beams upon photopolymerization,” *Optics Letters* **21**(1), 24–26 (1996).
- [96] S. Shoji and S. Kawata, “Optically-induced growth of fiber patterns into a photopolymerizable resin,” *Applied Physics Letters* **75**(5), 737–739 (1999).
- [97] M. Kagami, T. Yamashita, and H. Ito, “Polymer optical waveguide devices for low-cost WDM module,” in *SPIE*, vol. 4106, pp. 11–20 (2000).
- [98] T. Yoshimura, J. Roman, Y. Takahashi, W.-C. Wang, M. Inao, T. Ishitsuka, K. Tsukamoto, S. Aoki, K. Motoyoshi, and W. Sotoyama, “Self-organizing waveguide coupling method SOLNET and its application to film optical circuit substrates,” in *Electronic Components Technology Conference*, pp. 962–969 (IEEE, 2000).
- [99] N. Hirose and O. Ibaragi, “Optical solder effects of self-written waveguides in optical circuit devices coupling,” in *Electronic Components and Technology Conference*, pp. 268–275 (IEEE, 2002).
- [100] N. Hirose and O. Ibaragi, “Optical component coupling using self-written waveguides,” in *Integrated Optoelectronic Devices*, pp. 206–214 (International Society for Optics and Photonics, 2004).
- [101] N. H. O. Ibaragi, “Optical Component Coupling using Self-Written Waveguides,” *SPIE Proceedings* **5355**(1) (2004).
- [102] A. Jemal, M. Ben Belgacem, S. Kamoun, M. Gargouri, K. D. Dorkenoo, A. Barsella, and L. Mager, “Electro-optic phase modulation in light induced self-written waveguides propagated in a 5CB doped photopolymer,” *Optics Express* **21**(2), 1541–1546 (2013).

- [103] K. Dorkenoo, O. Crégut, L. Mager, F. Gillot, C. Carre, and A. Fort, “Quasi-solitonic behavior of self-written waveguides created by photopolymerization,” *Optics Letters* **27**(20), 1782–1784 (2002).
- [104] M. Peccianti, K. A. Brzdkiewicz, and G. Assanto, “Nonlocal spatial soliton interactions in nematic liquid crystals,” *Optics Letters* **27**(16), 1460–1462 (2002).
- [105] M. Karpierz, “Spatial solitons in liquid crystals,” in *Soliton-driven Photonics*, pp. 41–57 (Springer, 2001).
- [106] C. Yu-Jen, *Thèse : The study of the interaction of spatial solitons in nematic liquid crystal* (Université de Metz, 2003).
- [107] Y. V. Izdebskaya, V. G. Shvedov, A. S. Desyatnikov, W. Z. Krolikowski, M. Belic, G. Assanto, and Y. S. Kivshar, “Counterpropagating nematicons in bias-free liquid crystals,” *Optics Express* **18**(4), 3258–3263 (2010).
- [108] S. J. Bentley, R. W. Boyd, W. E. Butler, and A. C. Melissinos, “Measurement of the thermal contribution to the nonlinear refractive index of air at 1064nm,” *Optics Letters* **25**(16), 1192–1194 (2000).
- [109] F. Dabby and J. Whinnery, “Thermal self-focusing of laser beams in lead glasses,” *Applied Physics Letters* **13**(8), 284–286 (1968).
- [110] Y. V. Kartashov, V. A. Vysloukh, and L. Torner, “Propagation of solitons in thermal media with periodic nonlinearity,” *Optics Letters* **33**(15), 1774–1776 (2008).
- [111] “The Tetragonal Crystal System,” <http://metafysica.nl/tetragonal.html>.
- [112] W. E. Torruellas, Z. Wang, D. J. Hagan, E. W. VanStryland, G. I. Stegeman, L. Torner, and C. R. Menyuk, “Observation of two-dimensional spatial solitary waves in a quadratic medium,” *Physical Review Letters* **74**, 5036–5039 (1995).
- [113] G. I. Stegeman, D. N. Christodoulides, and M. Segev, “Optical spatial solitons : historical perspectives,” *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE* **6**(6), 1419–1427 (2000).
- [114] W. Krolikowski, B. Luther-Davies, and C. Denz, “Photorefractive solitons,” *IEEE journal of Quantum Electronics* **39**(1), 3–12 (2003).

- [115] M. Canva, R. Fuerst, S. Baboiu, G. I. Stegeman, and G. Assanto, “Quadratic spatial soliton generation by seeded downconversion of a strong harmonic pump beam,” *Optics Letters* **22**(22), 1683–1685 (1997).
- [116] V. Couderc, E. Lopez Lago, A. Barthelemy, C. De Angelis, and F. Gringoli, “Trapping of a weak probe through coupling with a two-color quadratic spatial soliton,” *Optics Communications* **203**(3), 421–425 (2002).
- [117] L. Lefort, *Thèse : Opérations photoniques rapides basées sur l’interaction de solitons spatiaux ou sur des processus non linéaires quadratiques*. (Université de Limoges, 1996).
- [118] H. Eisenberg, Y. Silberberg, R. Morandotti, A. Boyd, and J. Aitchison, “Discrete spatial optical solitons in waveguide arrays,” *Physical Review Letters* **81**(16), 3383–3386 (1998).
- [119] J. W. Fleischer, M. Segev, N. K. Efremidis, and D. N. Christodoulides, “Observation of two-dimensional discrete solitons in optically induced nonlinear photonic lattices,” *Nature* **422**(6928), 147–150 (2003).
- [120] Z. Chen, H. Martin, E. D. Eugenieva, J. Xu, J. Yang, and D. Christodoulides, “Formation of discrete solitons in light-induced photonic lattices,” *Optics express* **13**(6), 1816–1826 (2005).
- [121] X. Hachair, S. Barland, L. Furfaro, M. Giudici, S. Balle, J. Tredicce, M. Brambilla, T. Maggipinto, I. M. Perrini, G. Tissoni, *et al.*, “Characterization of cavity solitons in broad-area driven VCSELs below threshold,” in *Nonlinear Guided Waves and Their Applications* (Optical Society of America, 2004).
- [122] S. Barland, J. R. Tredicce, M. Brambilla, L. A. Lugiato, S. Balle, M. Giudici, T. Maggipinto, L. Spinelli, G. Tissoni, T. Knödl, *et al.*, “Cavity solitons as pixels in semiconductor microcavities,” *Nature* **419**(6908), 699–702 (2002).
- [123] Barland, S., Brambilla, M., Columbo, L., Furfaro, L., Giudici, M., Hachair, X., Kheradmand, R., Lugiato, L. A., Maggipinto, T., Tissoni, G., and Tredicce, J., “Cavity solitons in a VCSEL : reconfigurable micropixel arrays,” *Europhysics News* **34**(4), 136–139 (2003).

- [124] W. J. Firth and C. O. Weiss, “Cavity and feedback solitons,” *Optics and Photonics News* **13**(2), 54–58 (2002).
- [125] A. Ashkin, G. Boyd, J. Dziedzic, R. Smith, A. Ballman, J. Levinstein, and K. Nassau, “Optically-induced refractive index inhomogeneities in  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ ,” *Applied Physics Letters* **9**(1), 72–74 (1966).
- [126] A. Glass, “The photorefractive effect,” *Optical Engineering* **17**(5), 175,470–175,470 (1978).
- [127] M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, and B. Fischer, “Spatial solitons in photorefractive media,” *Physical Review Letters* **68**(7), 923–926 (1992).
- [128] B. Crosignani, M. Segev, D. Engin, P. Di Porto, A. Yariv, and G. Salamo, “Self-trapping of optical beams in photorefractive media,” *JOSA B* **10**(3), 446–453 (1993).
- [129] M. Morin, G. Duree, G. Salamo, and M. Segev, “Waveguides formed by quasi-steady-state photorefractive spatial solitons,” *Optics Letters* **20**(20), 2066–2068 (1995).
- [130] R. A. Fisher, B. Suydam, and D. Yevick, “Optical phase conjugation for time-domain undoing of dispersive self-phase-modulation effects,” *Optics Letters* **8**(12), 611–613 (1983).
- [131] F. Chen, J. LaMacchia, and D. Fraser, “Holographic storage in lithium niobate,” *Applied Physics Letters* **13**(7), 223–225 (1968).
- [132] G. C. Duree Jr, J. L. Shultz, G. J. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P. Di Porto, E. J. Sharp, and R. R. Neurgaonkar, “Observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect,” *Physical Review Letters* **71**(4), 533–536 (1993).
- [133] M. Segev, G. C. Valley, B. Crosignani, P. Diporto, and A. Yariv, “Steady-state spatial screening solitons in photorefractive materials with external applied field,” *Physical Review Letters* **73**(24), 3211–3214 (1994).
- [134] M.-f. Shih, P. Leach, M. Segev, M. H. Garrett, G. Salamo, and G. C. Valley, “Two-dimensional steady-state photorefractive screening solitons,” *Optics Letters* **21**(5), 324–326 (1996).



- [135] D. N. Christodoulides and M. Carvalho, “Bright, dark, and gray spatial soliton states in photorefractive media,” *JOSA B* **12**(9), 1628–1633 (1995).
- [136] S. Singh and D. Christodoulides, “Evolution of spatial optical solitons in biased photorefractive media under steady state conditions,” *Optics Communications* **118**(5), 569–576 (1995).
- [137] K. K. L. W. L. She and W. K. Lee, “Observation of two-dimensional bright photovoltaic spatial solitons,” *Physical Review Letters* **10**, 2 (1999).
- [138] M. Chauvet, S. Hawkins, G. J. Salamo, M. Segev, D. Bliss, and G. Bryant, “Self-trapping of planar optical beams by use of the photorefractive effect in InP : Fe,” *Optics Letters* **21**(17), 1333–1335 (1996).
- [139] M. Chauvet, S. Hawkins, G. Salamo, M. Segev, D. Bliss, and G. Bryant, “Self-trapping of two-dimensional optical beams and light-induced waveguiding in photorefractive InP at telecommunication wavelengths,” *Applied Physics Letters* **70**(19), 2499–2501 (1997).
- [140] M. Segev, A. J. Agranat, *et al.*, “Spatial solitons in centrosymmetric photorefractive media,” *Optics Letters* **22**(17), 1299–1301 (1997).
- [141] E. DelRe, B. Crosignani, M. Tamburrini, M. Segev, M. Mitchell, E. Refaeli, and A. J. Agranat, “One-dimensional steady-state photorefractive spatial solitons in centrosymmetric paraelectric potassium lithium tantalate niobate,” *Optics Letters* **23**(6), 421–423 (1998).
- [142] J. Andrade-Lucio, M. Iturbe-Castillo, P. Marquez-Aguilar, and R. Ramos-Garcia, “Self-focusing in photorefractive  $BaTiO_3$  crystal under external DC electric field,” *Optical and Quantum Electronics* **30**(7-10), 829–834 (1998).
- [143] A. Glass, D. Von der Linde, and T. Negran, “High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in  $LiNbO_3$ ,” *Applied Physics Letters* **25**(4), 233–235 (1974).
- [144] G. C. Valley, M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, M. Fejer, and M. Bashaw, “Dark and bright photovoltaic spatial solitons,” *Physical Review A* **50**(6), R4457 (1994).
- [145] M. Taya, M. C. Bashaw, M. Fejer, M. Segev, and G. C. Valley, “Observation of dark photovoltaic spatial solitons,” *Physical Review A* **52**(4), 3095 (1995).

- [146] M. Segev, G. C. Valley, M. C. Bashaw, M. Taya, and M. M. Fejer, “Photovoltaic spatial solitons,” *JOSA B* **14**(7), 1772–1781 (1997).
- [147] W. She, K. Lee, and W. Lee, “Observation of two-dimensional bright photovoltaic spatial solitons,” *Physical Review Letters* **83**(16), 3182–3185 (1999).
- [148] F. Chen, M. Stepic, C. Ruter, D. Runde, D. Kip, V. Shandarov, O. Manela, and M. Segev, “Discrete diffraction and spatial gap solitons in photovoltaic  $\text{LiNbO}_3$  waveguide arrays,” *Optics Express* **13**(11), 4314–4324 (2005).
- [149] G. Assanto, M. Peccianti, and C. Conti, “Self-trapped beams for fabricating 3D integrated optical components,” *SPIE Micro/Nano Lithography* **10**(2), 1201,104–003,673 (2011).
- [150] R. Jager, S.-P. Gorza, C. Cambournac, M. Haelterman, and M. Chauvet, “Sharp waveguide bends induced by spatial solitons,” *Applied Physics Letters* **88**(6), 061,117–061,117 (2006).
- [151] M. Chauvet, V. Coda, H. Maillotte, E. Fazio, and G. Salamo, “Large self-deflection of soliton beams in  $\text{LiNbO}_3$ ,” *Optics Letters* **30**(15), 1977–1979 (2005).
- [152] V. Coda, M. Chauvet, F. Pettazzi, and E. Fazio, “3-D integrated optical interconnect induced by self-focused beam,” *Electronics Letters* **42**(8), 463–465 (2006).
- [153] F. Pettazzi, V. Coda, G. Fanjoux, M. Chauvet, and E. Fazio, “Dynamics of second-harmonic generation in a photovoltaic photorefractive quadratic medium,” *Optical Society of America B* **27**(1), 1–9 (2010).
- [154] E. Fazio, M. Alonzo, F. Devaux, A. Toncelli, N. Argiolas, M. Bazzan, C. Sada, and M. Chauvet, “Luminescence-induced photorefractive spatial solitons,” *Applied Physics Letters* **96**(9), 091,107–091,107 (2010).
- [155] T. A. Ramadan, M. Levy, and R. Osgood, “Electro-optic modulation in crystal-ion-sliced z-cut  $\text{LiNbO}_3$  thin films,” *Applied Physics Letters* **76**(11), 1407–1409 (2000).
- [156] F. Christensen and M. Mullenborn, “Sub-band-gap laser micromachining of lithium niobate,” *Applied Physics Letters* **66**(21), 2772–2773 (1995).

- [157] G. Si, A. J. Danner, S. L. Teo, E. J. Teo, J. Teng, and A. A. Bettiol, “Photonic crystal structures with ultrahigh aspect ratio in lithium niobate fabricated by focused ion beam milling,” *Journal of Vacuum Science Technology B* **29**(2), 021,205 (2011).
- [158] “wikipedia lithium niobate,” [http://en.wikipedia.org/wiki/Lithium\\_niobate](http://en.wikipedia.org/wiki/Lithium_niobate).
- [159] K.-K. Wong, *Properties of lithium niobate* (Institution of Engineering and Technology, 2002).
- [160] A. A. Ballman, “Growth of piezoelectric and ferroelectric materials by the Czochralski technique,” *Journal of the American Ceramic Society* **48**(2), 112–113 (1965).
- [161] P. Bordui, R. Norwood, D. Jundt, and M. Fejer, “Preparation and characterization of off-congruent lithium niobate crystals,” *Journal of Applied Physics* **71**(2), 875–879 (1992).
- [162] Y. Yacoby, “High-frequency franz-keldysh effect,” *Physical Review* **169**(3), 610 (1968).
- [163] K. Sasagawa and M. Tsuchiya, “Highly efficient third harmonic generation in a periodically poled MgO : LiNbO<sub>3</sub> disk resonator,” *Applied Physics Express* **2**(12), 122,401 (2009).
- [164] H. Li, F. Zhou, X. Zhang, and W. Ji, “Picosecond Z-scan study of bound electronic Kerr effect in *LiNbO<sub>3</sub>* crystal associated with two-photon absorption,” *Applied Physics B* **64**(6), 659–662 (1997).
- [165] T. F. Crimmins, N. S. Stoyanov, and K. A. Nelson, “Heterodyned impulsive stimulated Raman scattering of phonon–polaritons in LiTaO<sub>3</sub> and LiNbO<sub>3</sub>,” *Chemical Physics* **117**(6), 2882–2896 (2002).
- [166] M. C. Gupta and J. Ballato, *The handbook of photonics* (CRC Press, 2012).
- [167] G. E. Peterson, A. A. Ballman, P. V. Lenzo, and P. M. Bridenbaugh, “Electro-optic properties of *LiNbO<sub>3</sub>*,” *Applied Physics Letters* **64**(6), 62–64 (1994).
- [168] G. Donnay, “Structural mechanism of pyroelectricity in tourmaline,” *Acta Crystallographica Section A : Crystal Physics, Diffraction, Theoretical and General Crystallography* **33**(6), 927–932 (1977).

- [169] A. Mischenko, Q. Zhang, J. Scott, R. Whatmore, and N. Mathur, “Giant electrocaloric effect in thin-film  $\text{PbZr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05}\text{O}_3$ ,” *Science* **311**(5765), 1270–1271 (2006).
- [170] H. Athenstaedt, “Pyroelectric polarization in cells, tissues and organs of plants,” *Zeitschrift Für Pflanzenphysiologie* **68**(1), 82–91 (1972).
- [171] H. Athenstaedt, “Pyroelectric and piezoelectric behaviour of human dental hard tissues,” *Archives of Oral Biology* **16**(5), 495–501 (1971).
- [172] “classification des cristaux,” [http://en.wikipedia.org/wiki/Crystal\\_structure](http://en.wikipedia.org/wiki/Crystal_structure).
- [173] U. de Bourgogne, ed., *Ferroélectricité* (Université de Bourgogne).
- [174] S. B. Lang, *Sourcebook of pyroelectricity*, vol. 2 (Taylor , Francis, 1974).
- [175] K. C. Kao, *Dielectric phenomena in solids* (Academic press, 2004).
- [176] J. Safioui, *Thèse : Nouvelle technique de photo-inscription dans  $\text{LiNbO}_3$  : autofocalisation contrôlé par effet pyroélectrique* (Université de Franche Comté, 2010).
- [177] J. Safioui, F. Devaux, and M. Chauvet, “Pyroliton : pyroelectric spatial soliton,” *Optics Express* **17**(24), 22,209–22,216 (2009).
- [178] J. D. Brownridge and S. M. Shafroth, “Pressure dependence of energetic ( $\leq 160$  keV) focused electron beams arising from heated or cooled  $\text{LiNbO}_3$  pyroelectric crystals,” *Applied Physics Letters* **83**(7), 1477–1479 (2003).
- [179] C.-W. Moon, S.-W. Lee, V. Sidorkin, I. K. Yoo, *et al.*, “Pyroelectric electron emission from-Z face polar surface of  $\text{LiNbO}_3$  monodomain single crystal,” *Journal of Electroceramics* **17**(2-4), 479–485 (2006).
- [180] A. Glass, D. Von der Linde, D. Auston, and T. Negran, “Excited state polarization, bulk photovoltaic effect and the photorefractive effect in electrically polarized media,” *Journal of Electronic Materials* **4**(5), 915–943 (1975).
- [181] *Principles and applications of ferroelectrics and related materials* (Oxford University Press).
- [182] B. Sturman and V. M. Fridkin, *Photovoltaic and Photorefractive Effects in Noncentrosymmetric Materials* (Institut Optique, 1992).

- [183] D. Bryan, R. Gerson, and H. Tomaschke, “Increased optical damage resistance in lithium niobate,” *Applied Physics Letters* **44**(9), 847–849 (1984).
- [184] A. Ashkin, G. Boyd, and J. Dziedzic, “Resonant optical second harmonic generation and mixing,” *Journal of Quantum Electronics, IEEE* **2**(6), 109–124 (1966).
- [185] W. Keune, S. Date, I. Dezsi, and U. Gonser, “Mossbauer-effect study of Co57 and Fe57 impurities in ferroelectric *LiNbO<sub>3</sub>*,” *Applied Physics* **46**(9), 3914–3924 (2008).
- [186] M. Clark, F. DiSalvo, A. Glass, and G. Peterson, “Electronic structure and optical index damage of iron-doped lithium niobate,” *Chemical Physics* **59**(12), 6209–6219 (2003).
- [187] P. Augstov and K. Shvarts, “The temperature and light intensity dependence of photorefraction in *LiNbO<sub>3</sub>*,” *Applied Physics* **21**(2), 191–194 (1980).
- [188] F. Devaux, J. Safioui, M. Chauvet, and R. Passier, “Two-photoactive-center model applied to photorefractive self-focusing in biased *LiNbO<sub>3</sub>*,” *Physical Review A* **81**(1), 013,825 (2010).
- [189] F. Jermann and J. Otten, “Light-induced charge transport in *LiNbO<sub>3</sub> : Fe* at high light intensities,” *Optical Society of America B* **10**(11), 2085–2092 (1993).
- [190] F. Lüdtke, N. Waasem, K. Buse, and B. Sturman, “Light-induced charge-transport in undoped *LiNbO<sub>3</sub>* crystals,” *Applied Physics B* **105**(1), 35–50 (2011).
- [191] O. Althoff and E. E. Kraetzig, “Strong light-induced refractive index changes in *LiNbO<sub>3</sub>*,” in *The Hague’90, 12-16 April*, pp. 12–19 (International Society for Optics and Photonics, 1990).
- [192] P. Yeh, *Introduction to photorefractive nonlinear optics* (Wiley New York, 1993).
- [193] M. Carrascosa, J. Villarroel, J. Carnicero, A. Garcia-Cabanes, and J. Cabrera, “Understanding light intensity thresholds for catastrophic optical damage in *LiNbO<sub>3</sub>*,” *Optics Express* **16**(1), 115–120 (2008).
- [194] N. Kukhtarev, V. Markov, S. Odulov, M. Soskin, and Vinetskii, “Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady state,” *Ferroelectrics* **22**(1), 949–960 (1978).

- [195] N. Kukhtarev, V. Markov, S. Odulov, M. Soskin, and V. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals. II. Beam coupling light amplification," *Ferroelectrics* **22**(1), 961–964 (1978).
- [196] G. Montemezzani *et al.*, "Profile of photorefractive one-dimensional bright spatial solitons," *Optics Letters* **22**(7), 451–453 (1997).
- [197] N. Fressengeas, J. Maufroy, and G. Kugel, "Temporal behavior of bidimensional photorefractive bright spatial solitons," *Physical Review E* **54**(6), 6866 (1996).
- [198] B. Crosignani, P. Di Porto, A. Degasperis, M. Segev, and S. Trillo, "Three-dimensional optical beam propagation and solitons in photorefractive crystals," *JOSA B* **14**(11), 3078–3090 (1997).
- [199] A. A. Zozulya and D. Z. Anderson, "Propagation of an optical beam in a photorefractive medium in the presence of a photogalvanic nonlinearity or an externally applied electric field," *Physical Review A* **51**, 1520–1531 (1995).
- [200] E. Fazio, F. Renzi, R. Rinaldi, M. Bertolotti, M. Chauvet, W. Ramadan, A. Petris, and V. Vlad, "Screening-photovoltaic bright solitons in lithium niobate ( $\text{LiNbO}_3$ ) and associated single-mode waveguides," *Applied Physics Letters* **85**(12), 2193–2195 (2004).
- [201] T. Miya, "Silica-based planar lightwave circuits : Passive and thermally active devices," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE* **6**(1), 38–45 (2000).
- [202] A. Himeno, K. Kato, and T. Miya, "Silica-based planar lightwave circuits," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE* **4**(6), 913–924 (1998).
- [203] M. Mashayekhi, T. Touam, W. J. Wang, E. Berolo, and S. I. Najafi, "Semiconductor device to optical fiber coupling using low-loss glass taper waveguide," *Optical Engineering* **36**(12), 3476–3477 (1997).
- [204] N. Shaw, P. Williams, and J. Buus, "Optoelectronic integrated circuit OEIC waveguide coupler for spot size expansion and improved fibre coupling efficiency," *Electronics Letters* **31**(14), 1143–1145 (1995).
- [205] G. Muller, B. Stegmuller, H. Westermeier, and G. Wenger, "Tapered InP/InGaAsP waveguide structure for efficient fibre-chip coupling," *Electronics Letters* **27**(20), 1836–1838 (1991).

- [206] K. Kasaya, O. Mitomi, M. Naganuma, Y. Kondo, and Y. Noguchi, “A simple laterally tapered waveguide for low-loss coupling to single-mode fibers,” *Photonics Technology Letters, IEEE* **5**(3), 345–347 (1993).
- [207] T. Brenner and H. Melchior, “Integrated optical modeshape adapters in In-GaAsP/InP for efficient fiber-to-waveguide coupling,” *Photonics Technology Letters, IEEE* **5**(9), 1053–1056 (1993).
- [208] R. Bellini, J. Chazelas, D. Decoster, J.-P. Vilcot, and J. Harari, “Optical waveguide fabrication process and optical coupling device using like a waveguide,” *Brevet (EP 1202085 A2)* (21 dec, 2005).
- [209] P. Tien, R. Martin, and G. Smolinsky, “Formation of light-guiding interconnections in an integrated optical circuit by composite tapered-film coupling,” *Applied Optics* **12**(8), 1909–1916 (1973).
- [210] E. DelRe, A. Pierangelo, E. Palange, A. Ciattoni, and A. Agranat, “Beam shaping and effective guiding in the bulk of photorefractive crystals through linear beam dynamics,” *Applied Physics Letters* **91**(8), 081,105–081,105 (2007).
- [211] A. Mamaev, M. Saffman, and A. Zozulya, “Break-up of two-dimensional bright spatial solitons due to transverse modulation instability,” *Europhysics Letters* **35**(1), 25 (1996).
- [212] R. Goring, Z. Yuan-Ling, *et al.*, “Photoconductivity and photovoltaic behaviour of LiNbO<sub>3</sub> and LiNbO<sub>3</sub> waveguides at high optical intensities,” *Applied Physics A* **55**(1), 97–100 (1992).
- [213] J.-P. Pérez and A.-M. Romulus, *Thermodynamique : fondements et applications : avec exercices et problèmes résolus* (Masson, 1993).
- [214] M. Chauvet, “Temporal analysis of open-circuit dark photovoltaic spatial solitons,” *Optical Society of America B* **20**(12), 2515–2522 (2003).
- [215] E. Wiesendanger and G. Guntherodt, “Optical anisotropy of LiNbO<sub>3</sub> and KNbO<sub>3</sub> in the interband transition region,” *Solid State Communications* **14**(4), 303–306 (1974).

- [216] M.-f. Shih, Z. Chen, M. Mitchell, M. Segev, H. Lee, R. S. Feigelson, and J. P. Wilde, “Waveguides induced by photorefractive screening solitons,” *JOSA B* **14**(11), 3091–3101 (1997).
- [217] K. Polgar, Péter, L. Kovács, G. Corradi, and Z. Szaller, “Growth of stoichiometric  $\text{LiNbO}_3$  single crystals by top seeded solution growth method,” *Journal of Crystal Growth* **177**(3), 211–216 (1997).
- [218] S. Yevdokimov and A. Yatsenko, “Specific features of the dark conductivity in lithium niobate crystals of congruent composition,” *Physics of the Solid State* **48**(2), 336–339 (2006).
- [219] S. Lanfredi and A. Rodrigues, “Impedance spectroscopy study of the electrical conductivity and dielectric constant of polycrystalline  $\text{LiNbO}_3$ ,” *Applied Physics Letters* **86**(4), 2215–2219 (1999).
- [220] A. Mansingh and A. Dhar, “The AC conductivity and dielectric constant of lithium niobate single crystals,” *Physics D : Applied Physics* **18**(10), 2059 (1985).
- [221] T. Volk, N. Rubinina, and M. Wohlecke, “Optical-damage-resistant impurities in lithium niobate,” *JOSA B* **11**(9), 1681–1687 (1994).
- [222] I. Nee, M. Muller, K. Buse, and E. Kratzig, “Role of iron in lithium-niobate crystals for the dark-storage time of holograms,” *Applied Physics* **88**(7), 4282–4286 (2000).
- [223] D. Psaltis, W. Song, and A. Vasdekis, “Self-trapped beams crossing tilted channels to induce guided polarization separators,” *Electron Devices Meeting (IEDM), IEEE* **163**, 12.1.1 – 12.1.4 (2012).
- [224] Y. Fainman, L. Lee, D. Psaltis, and C. Yang, *Optofluidics : fundamentals, devices, and applications* (McGraw-Hill New York, 2010).
- [225] T. Larsen, A. Bjarklev, D. Hermann, and J. Broeng, “Optical devices based on liquid crystal photonic bandgap fibres,” *Optics Express* **11**(20), 2589–2596 (2003).
- [226] X. Fan and I. M. White, “Optofluidic microsystems for chemical and biological analysis,” *Nature Photonics* **5**(10), 591–597 (2011).
- [227] D. Erickson, D. Sinton, and D. Psaltis, “Optofluidics for energy applications,” *Nature Photonics* **5**(10), 583–590 (2011).



- [228] D. R. Reyes, D. Iossifidis, P.-A. Auroux, and A. Manz, “Micro total analysis systems. 1. Introduction, theory, and technology,” *Analytical chemistry* **74**(12), 2623–2636 (2002).
- [229] D. Psaltis, S. R. Quake, and C. Yang, “Developing optofluidic technology through the fusion of microfluidics and optics,” *Nature* **442**(7101), 381–386 (2006).
- [230] V. Lien, Y. Berdichevsky, and Y.-H. Lo, “A prealigned process of integrating optical waveguides with microfluidic devices,” *Photonics Technology Letters, IEEE* **16**(6), 1525–1527 (2004).
- [231] M. Fleger and A. Neyer, “PDMS microfluidic chip with integrated waveguides for optical detection,” *Microelectronic Engineering* **83**(4), 1291–1293 (2006).
- [232] G. Arun, V. Sharma, A. Kapoor, and K. Tripathi, “Partially and fully cured thin film photoresist waveguides for integrated optics,” *Optics Laser Technology* **34**(5), 395–398 (2002).
- [233] J. M. Ruano, A. Glidle, A. Cleary, A. Walmsley, J. S. Aitchison, and J. M. Cooper, “Design and fabrication of a silica on silicon integrated optical biochip as a fluorescence microarray platform,” *Biosensors and Bioelectronics* **18**(2), 175–184 (2003).
- [234] T. Yoshimura, C. Yoshino, K. Sasaki, T. Sato, and M. Seki, “Cancer Therapy Utilizing Molecular Layer Deposition and Self-Organized Lightwave Network : Proposal and Theoretical Prediction,” *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE* **18**(3), 1192–1199 (2012).
- [235] T. E. A. S. Zhenyu Li, Zhaoyu Zhang and D. Psaltis, “Single mode optofluidic distributed feedback dye laser,” *Journal of Physics : Optics Express* **14**(2), 696–701 (2006).
- [236] J. C. McDonald and G. M. Whitesides, “Poly (dimethylsiloxane) as a material for fabricating microfluidic devices,” *Accounts of Chemical Research* **35**(7), 491–499 (2002).
- [237] S. R. Quake and A. Scherer, “From micro-to nanofabrication with soft materials,” *Science* **290**(5496), 1536–1540 (2000).

- [238] Y. Xia and G. M. Whitesides, “Soft lithography,” *Annual Review of Materials Science* **28**(1), 153–184 (1998).
- [239] M. A. Unger, H.-P. Chou, T. Thorsen, A. Scherer, and S. R. Quake, “Monolithic microfabricated valves and pumps by multilayer soft lithography,” *Science* **288**(5463), 113–116 (2000).
- [240] P. Domachuk, M. Cronin-Golomb, B. Eggleton, S. Mutzenich, G. Rosengarten, and A. Mitchell, “Application of optical trapping to beam manipulation in optofluidics,” *Optics Express* **13**(19), 7265–7275 (2005).
- [241] D. B. Wolfe, R. S. Conroy, P. Garstecki, B. T. Mayers, M. A. Fischbach, K. E. Paul, M. Prentiss, and G. M. Whitesides, “Dynamic control of liquid-core/liquid-cladding optical waveguides,” *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* **101**(34), 12,434–12,438 (2004).
- [242] H. C. Hulst and Hendrik, *Light scattering : by small particles* (Dover Publications, 1957).
- [243] A. Ymeti, J. Kanger, J. Greve, G. Besselink, P. Lambeck, R. Wijn, and R. Heideman, “Integration of microfluidics with a four-channel integrated optical Young interferometer immunosensor,” *Biosensors and Bioelectronics* **20**(7), 1417–1421 (2005).
- [244] B. Kuswandi, J. Huskens, W. Verboom, *et al.*, “Optical sensing systems for microfluidic devices : a review,” *Analytica Chimica Acta* **601**(2), 141–155 (2007).
- [245] W. Yuan, G. E. Town, and O. Bang, “Refractive index sensing in an all-solid twin-core photonic bandgap fiber,” *Sensors Journal, IEEE* **10**(7), 1192–1199 (2010).
- [246] Y. Seow, S. Lim, B. Khoo, and H. Lee, “An optofluidic refractive index sensor based on partial refraction,” *Sensors and Actuators B : Chemical* **147**(2), 607–611 (2010).
- [247] Y.-C. Tung, M. Zhang, C.-T. Lin, K. Kurabayashi, and S. J. Skerlos, “PDMS-based opto-fluidic micro flow cytometer with two-color, multi-angle fluorescence detection capability using PIN photodiodes,” *Sensors and Actuators B : Chemical* **98**(2), 356–367 (2004).
- [248] D. V. Vezenov, B. T. Mayers, D. B. Wolfe, and G. M. Whitesides, “Integrated fluorescent light source for optofluidic applications,” *Applied Physics Letters* **86**(4), 041,104–041,104 (2005).

- [249] L. Malic and A. G. Kirk, “Integrated miniaturized optical detection platform for fluorescence and absorption spectroscopy,” *Sensors and Actuators A : Physical* **135**(2), 515–524 (2007).
- [250] T. Mappes, J. Mohr, K. Mandisloh, M. Schelb, and B. Ross, “A compound micro-fluidic device with integrated optical waveguides,” in *Photonics Europe*, pp. 69,920–69,920 (Photonics Europe, 2008).
- [251] T. Fiumara and E. Fazio, “Design of a refractive index sensor based on surface soliton waveguides,” *Journal of Optics* **15**(12), 125,501 (2013).
- [252] N. Courjal, B. Guichardaz, G. Ulliac, J.-Y. Rauch, B. Sadani, H.-H. Lu, and M.-P. Bernal, “High aspect ratio lithium niobate ridge waveguides fabricated by optical grade dicing,” *Journal of Physics D : Applied Physics* **44**(30), 305,101 (2011).
- [253] “Reflecion and refraction of light (Fresnel formulas),” [http://physics-animations.com/Physics/English/rays\\_txt.htm](http://physics-animations.com/Physics/English/rays_txt.htm).
- [254] U. Schlarb and K. Betzler, “Refractive indices of lithium niobate as a function of temperature, wavelength, and composition : A generalized fit,” *Physical Review B* **48**(21), 15,613 (1993).
- [255] J.-M. JONATHAN, *Introduction à l’optique guidée et aux fibres optiques* (Institut d’optique, Graduate school, 2009).
- [256] W. K. Burns and G. Hocker, “End fire coupling between optical fibers and diffused channel waveguides,” *Applied Optics* **16**(8), 2048–2050 (1977).
- [257] P. D. Bear, “Microlenses for coupling single-mode fibers to single-mode thin-film waveguides,” pp. 98–103 (International Society for Optics and Photonics, 1981).
- [258] D. Hall, R. Rice, and J. Zino, “Simple Gaussian-beam model for GaAlAs double-heterostructure laser-diode-to-diffused-waveguide coupling calculations,” *Optics Letters* **4**(9), 292–294 (1979).
- [259] S. A. Self, “Focusing of spherical Gaussian beams,” *Applied Optics* **22**(5), 658–661 (1983).
- [260] C. Wohlfarth, “Refractive index of ethanol,” in *Refractive Indices of Pure Liquids and Binary Liquid Mixtures*, pp. 108–115 (Springer, 2008).

- [261] “Optical constants of Ethanol,” <http://refractiveindex.info/shelf=organicbook=ethanolpage=Rheims>.
- [262] “Optical constants of Methanol,” <http://refractiveindex.info/?shelf=organicbook=methanolpage=Moutzouris>.
- [263] M. Aralaguppi, C. Jadar, and T. Aminabhavi, “Density, viscosity, refractive index, and speed of sound in binary mixtures of acrylonitrile with methanol, ethanol, propan-1-ol, butan-1-ol, pentan-1-ol, hexan-1-ol, heptan-1-ol, and butan-2-ol,” *Journal of Chemical Engineering Data* **44**(2), 216–221 (1999).
- [264] J. Scheuer and M. Orenstein, “Interactions and switching of spatial soliton pairs in the vicinity of a nonlinear interface,” *Optics Letters* **24**(23), 1735–1737 (1999).
- [265] J. Sánchez-Curto, P. Chamorro-Posada, and G. McDonald, “Helmholtz solitons at nonlinear interfaces,” *Optics Letters* **32**(9), 1126–1128 (2007).
- [266] J. Sánchez-Curto, P. Chamorro-Posada, and G. S. McDonald, “Dark solitons at nonlinear interfaces,” *Optics Letters* **35**(9), 1347–1349 (2010).
- [267] I. V. Shadrivov and A. A. Zharov, “Dynamics of optical spatial solitons near the interface between two quadratically nonlinear media,” *JOSA B* **19**(3), 596–602 (2002).
- [268] C. De Angelis, P.-H. Pioger, V. Couderc, A. Barthélémy, *et al.*, “Reflection of quadratic solitons at the boundary of nonlinear media,” *Optics Letters* **29**(9), 986–988 (2004).
- [269] C. Lee and J. Brand, “Enhanced quantum reflection of matter-wave solitons,” *Europhysics Letters* **73**(3), 321 (2006).
- [270] M. Peccianti, A. Dyadyusha, M. Kaczmarek, and G. Assanto, “Tunable refraction and reflection of self-confined light beams,” *Nature Physics* **2**(11), 737–742 (2006).
- [271] A. Stepken, M. Belic, F. Kaiser, W. Krolikowski, and B. Luther-Davies, “Three dimensional trajectories of interacting incoherent photorefractive solitons,” *Physical Review Letters* **82**(3), 540–543 (1999).
- [272] L. Jankovic, H. Kim, G. Stegeman, S. Carrasco, L. Torner, and M. Katz, “Quadratic soliton self-reflection at a quadratically nonlinear interface,” *Optics Letters* **28**(21), 2103–2105 (2003).

- [273] E. Alvarado-Mendez, R. Rojas-Laguna, J. Avina-Cervantes, M. Torres-Cisneros, J. Andrade-Lucio, J. Pedraza-Ortega, E. Kuzin, J. Sanchez-Mondragon, and V. Vysloukh, "Total internal reflection of spatial solitons at interface formed by a nonlinear saturable and a linear medium," *Optics Communications* **193**(1), 267–276 (2001).
- [274] L. A. Fares, F. Devaux, B. Guichardaz, and M. Chauvet, "Self-trapped beams crossing tilted channels to induce guided polarization separators," *Applied Physics Letters* **103**(4), 041,111–041,111 (2013).
- [275] J. Van der Tol, J. Pedersen, E. Metaal, Y. Oei, H. Van Brug, and I. Moerman, "Mode evolution type polarization splitter on InGaAsP/InP," *Photonics Technology Letters, IEEE* **5**(12), 1412–1414 (1993).
- [276] M. C. Oh, W.-Y. Hwang, and J.-J. Kim, "Integrated-optic polarization controlling devices using electro-optic polymers," *Electronics and Telecommunications Research Institut, ETRI* **18**, 287–300 (1997).
- [277] W. W. S. Wei, Pei Kuen, "A TE-TM mode splitter on lithium niobate using Ti, Ni, and MgO diffusions," *Photonics Technology Letters, IEEE* **6**(2), 245–248 (1994).
- [278] Y. Shani, C. H. Henry, R. Kistler, R. Kazarinov, and K. Orlowsky, "Integrated optic adiabatic polarization splitter on silicon," *Applied Physics Letters* **56**, 120 (1990).
- [279] R. M. de Ridder, A. Sander, A. Driessen, and J. H. Fluitman, "An integrated optic adiabatic TE/TM mode splitter on silicon," *Journal of Lightwave Technology* **11**(11), 1806–1811 (1993).
- [280] Q. Tan, X. Huang, W. Zhou, and K. Yang, "A Plasmonic based Ultracompact Polarization Beam Splitter on Silicon-on-Insulator Waveguides," *Scientific Reports* **3** (2013).
- [281] H. Kogelnik and R. V. Schmidt, "Switched directional couplers with alternating  $\Delta\beta$ ," *Journal Quantum Electronics, IEEE* **12**(7), 396–401 (1976).
- [282] M. Izutsu, Y. Nakai, and T. Sueta, "Operation mechanism of the single-mode optical-waveguide Y junction," *Optics Letters* **7**(3), 136–138 (1982).
- [283] B. Luther-Davies and Y. Xiaoping, "Waveguides and Y junctions formed in bulk media by using dark spatial solitons," *Optics Letters* **17**(7), 496–498 (1992).

- [284] P. A. Besse, M. Bachmann, H. Melchior, L. B. Soldano, and M. K. Smit, “Optical bandwidth and fabrication tolerances of multimode interference couplers,” *Journal of Lightwave Technology* **12**(6), 1004–1009 (1994).
- [285] M. Amersfoort, J. Soole, H. LeBlanc, N. Andreadakis, A. Rajhel, and C. Caneau, “Passband broadening of integrated arrayed waveguide filters using multimode interference couplers,” *Electronics Letters* **32**(5), 449–451 (1996).

# Table des figures

1.1	<i>Écriture directe par d'un guide d'ondes à l'aide d'un faisceau UV (<math>\lambda = 244</math> nm) focalisé en un spot de <math>3.5\mu\text{m}</math> de diamètre en configuration transversale (éclairage latéral) [30]. . . . .</i>	7
1.2	<i>Schéma décrivant la fabrication d'un guide d'onde par laser femtoseconde, en configuration transversale [38]. . . . .</i>	8
1.3	<i>Schéma du montage expérimental pour la photo-génération de guides d'ondes (1-D) dynamiques et reconfigurables [61]. <math>L_{C1}</math>, <math>L_{C2}</math> lentilles cylindriques, <math>L_1</math>, <math>L_2</math>, lentilles sphériques, <math>F</math> : filtre de densité, <math>U</math> : tension appliquée. . .</i>	10
1.4	<i>Illustration du principe de génération d'un guide d'onde 2-D par illumination latérale. . . . .</i>	11
1.5	<i>(a) Schéma expérimental décrivant la fabrication d'un guide d'ondes par éclairage longitudinal dans des verres de silice. (b) Distribution et profil de l'intensité du guide d'ondes en sortie de l'échantillon [64]. . . . .</i>	12
1.6	<i>Schéma descriptif du concept dans le cas : (a) la diffraction, (b) l'autofocalisation. . . . .</i>	13
1.7	<i>Exemple de formation d'un soliton brillant 1-D. Régime linéaire (a), soliton (b) [71] . . . . .</i>	14

1.8	<i>Exemple de profil d'intensité pour un soliton noir 2-D. (a) distribution d'intensité en entrée du milieu, (b) sortie en régime linéaire. (c) régime solitonique [72]. . . . .</i>	15
1.9	<i>Génération d'un faisceau noir 1-D par l'intermédiaire d'une lame demi-onde (a) ou d'un miroir à marche d'épaisseur <math>\lambda/4</math> (b). (c) représente respectivement, l'intensité et l'amplitude d'un faisceau considéré avant et après la formation du saut de phase. . . . .</i>	15
1.10	<i>Images expérimentales de l'autofocalisation d'un faisceau par effet Kerr saturant dans un cristal de sodium. (a) autofocalisation, (b) diffraction normale, (c) défocalisation [84]. . . . .</i>	17
1.11	<i>Exemple d'inscription d'un guide photo-induit dans un polymère [93]. . . .</i>	18
1.12	<i>(a) Couplage entre 2 fibres optiques multimodes alignées en utilisant un guide d'onde photo-induit dans un polymère (b). Couplage entre deux fibres avec un décalage de <math>40\mu\text{m}</math>. . . . .</i>	19
1.13	<i>Interaction entre solitons observés dans des cristaux liquides. (a) diffraction en régime linéaire. (b) croisement de deux solitons. (c) entrelacement de solitons. Paramètres : tailles de faisceaux à l'entrée : <math>10\mu\text{m}</math>. Angle d'incidence des faisceaux à l'entrée : <math>5^\circ</math>. Séparation des faisceaux en entrée : <math>28\mu\text{m}</math> [104]. . . . .</i>	20
1.14	<i>Démonstration expérimentale d'un soliton discret 2-D. (a) diffraction discrète, (b) soliton discret d'intensité en 3-D. (a-b) profils d'intensité en 3-D, (c-d) profils dans le plan transversale [120]. (f) exemple d'excitation de 7 solitons de cavité par injection d'un faisceau d'écriture cohérent [121]. . . .</i>	22
1.15	<i>Schéma descriptif de formation d'un solitons spatial dans un cristal photo-réfractif à l'aide d'une tension appliquée. . . . .</i>	24
1.16	<i>Observation expérimentale de la formation d'un soliton noir 1-D en régime quasi-établi. (a) diffraction en régime linéaire, (b) observation du soliton [129]. . . . .</i>	25

---



1.17	Observation expérimentale de la formation d'un soliton brillant 2-D sous un champ appliqué dans le $\text{LiNbO}_3$ [75]. . . . .	25
1.18	Schéma de principe (a) d'une jonction <b>1</b> vers <b>4</b> générée par solitons brillants dans le $\text{LiNbO}_3$ . (b) résultat expérimental observé en sortie de la jonction <b>1</b> vers <b>4</b> [149]. . . . .	27
1.19	Représentation schématique d'un composant en optique intégrée 3-D. . . . .	28
2.1	Structure cristalline du $\text{LiNbO}_3$ [158]. . . . .	30
2.2	Mécanismes donnant naissance à l'effet photoréfractif pour une modèle à un centre profond (b) lorsqu'un matériau photoréfractif éclairé localement (a). . . . .	41
2.3	Principe d'autofocalisation par effet photoréfractif contrôlé par effet pyroélectrique dans le $\text{LiNbO}_3$ . Distribution d'intensité (a), distribution du champ pyroélectrique (b), distribution de charges (c), distribution du champ de charge d'espace (d) et distribution d'indice (e). . . . .	44
2.4	Effet photoréfractif calculé dans le cas d'un éclairage gaussien (a), distribution de densités des charges (b) et composantes transverses du champ de charge d'espace $E_{sc}$ (c, d) et modulation d'indice de réfraction (e). . . . .	45
2.5	Représentation schématique des charges en 3-D. . . . .	46
2.6	Dynamique d'autofocalisation observé dans le $\text{LiNbO}_3$ à l'aide de l'effet pyroélectrique dont la température a été augmentée de $15^\circ\text{C}$ par rapport à la température ambiante. La taille du faisceau en entrée est égale à $12\mu\text{m}$ (FWHM) et la puissance est égale à $15\mu\text{W}$ [177]. . . . .	47
3.1	Exemple d'application d'un guide adiabatique pour l'injection dans une fibre optique. . . . .	50
3.2	Exemple de dispositif intégré de couplage entre une fibre optique et un guide d'onde semi-conducteur via un guide d'onde "taper" [203]. . . . .	50

---

3.3	<i>Exemple de gravure permettant d'obtenir un guide en forme d'entonnoir [208]. (a) vue de dessus, (b) vue de côté. . . . .</i>	51
3.4	<i>Principe de formation d'un guide adiabatique dans un cristal de <math>\text{LiNbO}_3</math>. <math>W_1</math> est la taille du faisceau à l'entrée, <math>W_2</math> est la taille du faisceau à la sortie. . . . .</i>	52
3.5	<i>Schéma du dispositif expérimental pour l'obtention de la focalisation <math>M_1</math>-<math>M_2</math> : miroirs, <math>\frac{\lambda}{2}</math> : lame demi-onde, CCD : caméra, <math>L_1</math>-<math>L_2</math> : lentilles. . . . .</i>	53
3.6	<i>Image d'une mire permettant de calibrer la caméra en tenant compte du grandissement optique. . . . .</i>	53
3.7	<i>Dynamique d'autofocalisation donnant naissance à un soliton spatial. Paramètres : <math>P = 60\mu\text{W}</math>, <math>\Delta T = 20^\circ\text{C}</math>, polarisation extraordinaire, échantillon <math>\text{LiNbO}_3</math> stœchiométrique de longueur de 20 mm. . . . .</i>	54
3.8	<i>Influence de la taille du faisceau d'entrée sur l'autofocalisation. Paramètres : <math>P = 75\mu\text{W}</math>, <math>\Delta T = 20^\circ\text{C}</math>. Image du faisceau en entrée (a-g) et en sortie (h-n) de l'échantillon <math>\text{LiNbO}_3</math> stœchiométrique de longueur de 20 mm. Les images en sortie sont obtenues après focalisation par effet photoréfractif. . . . .</i>	55
3.9	<i>Taille du faisceau en sortie en fonction de la taille en entrée, selon <math>X</math> (étoiles), selon <math>Z</math> (points). Courbe rouge : modélisation d'après équation 3.1. . . . .</i>	57
3.10	<i>Dynamique observée dans un cristal de <math>\text{LiNbO}_3</math> de 20 mm de long. Paramètres : taille du faisceau en entrée de <math>100\mu\text{m}</math> (FWHM), <math>\Delta T = 20^\circ\text{C}</math>, <math>P = 60\mu\text{W}</math>, polarisation extraordinaire. . . . .</i>	57
3.11	<i>Phénomène d'instabilité de modulation observée en sortie d'un cristal de <math>\text{LiNbO}_3</math> de 20 mm de long. (a) spot du faisceau en entrée (<math>100\mu\text{m}</math> (FWHM)), (b-d) évolution du spot en sortie du cristal. Paramètres : <math>\Delta T = 25^\circ\text{C}</math>, <math>P = 100\mu\text{W}</math>, polarisation extraordinaire. . . . .</i>	58
3.12	<i>Explication du phénomène d'instabilité de modulation spatiale. (A) : faisceau idéal, (B), faisceau expérimental bruité. . . . .</i>	59

3.13	<i>Configuration permettant d'obtenir une nonlinéarité variable dans un cristal photoréfractif.</i> . . . . .	60
3.14	<i>Principe de nonlinéarité optique dans <math>\text{LiNbO}_3</math> par application d'un gradient de température, <math>T_1</math> la température à l'entrée, <math>T_2</math> la température à la sortie.</i> .	61
3.15	<i>Schéma du support de l'échantillon de <math>\text{LiNbO}_3</math>.</i> . . . . .	63
3.16	<i>Distribution de température dans un matériau homogène dont les extrémités sont soumises à deux températures différentes <math>T_1</math> et <math>T_2</math>.</i> . . . . .	64
3.17	<i>Courbe d'existence des solitons pyroélectriques donnant la taille d'un soliton en fonction de la température du cristal de <math>\text{LiNbO}_3</math>, pour trois valeurs du champ photovoltaïque en polarisation extraordinaire.</i> . . . . .	65
3.18	<i>Photographie de la monture permettant de contrôler la température en entrée et en sortie du cristal.</i> . . . . .	67
3.19	<i>Schéma du dispositif expérimental pour l'obtention de la focalisation avec gradient de température.</i> . . . . .	67
3.20	<i>Dynamique montrant la dislocation d'un faisceau large lors de la propagation dans un cristal de <math>\text{LiNbO}_3</math> stœchiométrique avec un gradient de température. Paramètres : <math>\Delta T_1 = 10^\circ\text{C}</math>, <math>\Delta T_2 = 20^\circ\text{C}</math>, <math>P = 60\mu\text{W}</math>, polarisation extraordinaire, longueur du cristal est de 20 mm.</i> . . . . .	68
3.21	<i>Dynamique d'autofocalisation induite par une augmentation graduelle de la température de sortie <math>T_2</math>. Paramètres : échantillon stœchiométrique de 20 mm de long, <math>P = 60\mu\text{W}</math>, <math>\Delta T_1 = 10^\circ\text{C}</math>, polarisation extraordinaire.</i> . . . . .	69
3.22	<i>Évolution de la taille du spot de sortie au cours du temps selon <math>X</math> et <math>Z</math> et variation de température <math>T_2</math>. Paramètres identiques à l'expérience 3.21.</i> . .	70
3.23	<i>Dynamique d'autofocalisation induite par une augmentation graduelle de la température de sortie <math>T_2</math> pour un faisceau de polarisation ordinaire. Paramètres : <math>T_1 = 30^\circ\text{C}</math>, <math>P = 60\mu\text{W}</math>, échantillon stœchiométrique de 20 mm de long.</i> . . . . .	71

---

3.24	<i>Dynamique d'autofocalisation induite par une augmentation graduelle de la température de sortie <math>T_2</math>, pour un faisceau incident de <math>130\mu\text{m}</math> polarisé extraordinairement. Paramètres : <math>P = 60\mu\text{W}</math>, <math>\Delta T_1 = 10^\circ\text{C}</math>, échantillon stœchiométrique de 20 mm de long. . . . .</i>	72
3.25	<i>Résultats du calcul numérique pour l'autofocalisation pyroélectrique pour une polarisation extraordinaire dans un échantillon de <math>\text{LiNbO}_3</math> de 20 mm de long. Les paramètres de la simulation numérique sont : <math>\Delta T = 20^\circ\text{C}</math>, <math>E_{py} = 42\text{kV/cm}</math>, <math>E_{ph} = -20\text{kV/cm}</math>, et <math>P = 75\mu\text{W}</math>, <math>N_A = 2 \times 10^{23}\text{m}^{-3}</math>, <math>I_d = I/1000</math> avec <math>I</math> l'intensité du faisceau. . . . .</i>	77
3.26	<i>Taille de faisceau en sortie en fonction de la taille en entrée selon l'axe Z. Pointes expérimentaux (triangles) et points calculés de la simulation (cercles). Paramètres de la simulation : <math>E_{ph} = 20\text{kV/cm}</math>, <math>E_{py} = 42\text{kV/cm}</math>. .</i>	78
3.27	<i>Analyse numérique montrant la dynamique de focalisation d'un faisceau, pour une polarisation extraordinaire dans un cristal de <math>\text{LiNbO}_3</math> de longueur 20 mm. (a-c) distribution d'intensité en sortie dans le plan (XZ). (d-f) distribution d'intensité selon l'axe de propagation Y dans le plan YZ. Paramètres : <math>P = 40\mu\text{W}</math>, FWHM en entrée <math>100\mu\text{m}</math>, <math>\Delta T_1 = 10^\circ\text{C}</math> (<math>E_{py1} = 21\text{kV/cm}</math>), <math>\Delta T_2 = 30^\circ\text{C}</math> (<math>E_{py2} = 62\text{kV/cm}</math>), <math>E_{ph} = 20\text{kV/cm}</math>, <math>I_d = I/1000</math>, <math>N_A = 2 \times 10^{23}\text{m}^{-3}</math>. . . . .</i>	79
3.28	<i>(a,b) distribution de la composante z du champ <math>E_{\text{tot}}</math> en entrée et en sortie du cristal. (c,d) variation d'indice induit en entrée et en sortie du cristal. Paramètres identiques à l'expérience 3.27. . . . .</i>	80
3.29	<i>Calcule de l'évolution de la taille de faisceau au cours de la focalisation avec un gradient de température. Courbe pointillé selon X, courbe solide selon Z. .</i>	81
3.30	<i>Oscillations du profil en intensité le long de l'axe de propagation. . . . .</i>	82

---

3.31	<i>Calcul numérique de la variation d'indice induite par un faisceau auto-focalisé dans un cristal de 20 mm de long selon l'axe Y avec un gradient de température. (a) profil à l'entrée du cristal selon X et Z, (c) profile à la sortie selon X et Z, (b) distribution dans le plan (YZ). Paramètres : <math>P = 40\mu W</math>, <math>FWHM</math> d'entrée <math>100\mu m</math>, <math>T_1 = 10^\circ C</math> (<math>E_{py1} = 21kV/cm</math>), <math>\Delta T_2 = 30^\circ C</math> (<math>E_{py2} = 62kV/cm</math>), <math>E_{ph} = 20kV/cm</math>.</i>	82
3.32	<i>Montage expérimental utilisé pour calculer la transmission pertes. <math>S_1</math>, <math>S_2</math> lames semi-transparentes, <math>L</math> lentille.</i>	84
3.33	<i>Courbe de transmission du guide en fonction du décalage du faisceau suivant X et Z.</i>	84
3.34	<i>Taille (FWHM) normalisé du soliton en fonction du temps.</i>	85
3.35	<i>Mesure expérimentale de la profondeur d'indice d'un guide inscrit au cours de son effacement (<math>LiNbO_3</math> stœchiométrique).</i>	87
3.36	<i>Mesure expérimentale de la profondeur d'indice d'un guide inscrit au cours de son effacement (<math>LiNbO_3</math> congruent).</i>	88
4.1	<i>Exemple de composants opto-fluidiques intégrés réalisés en PDMS [235].</i>	92
4.2	<i>Interrupteur tout-optique basé sur la manipulation de particules dans un fluide [240] par voie optique.</i>	93
4.3	<i>Composant opto-fluidique réalisé au cœur d'un substrat en polymère (PMMA) [250]. (a) Dessin de principe du composant.(b) Photographie du dispositif réalisé.</i>	94
4.4	<i>Schéma de principe de la configuration étudiée.</i>	95
4.5	<i>Illustration et dimensions des puces utilisées expérimentalement.</i>	96
4.6	<i>(a), propagation en régime linéaire à température ambiante. (b), propagation en régime non-linéaire lorsque la température est élevée.</i>	97

4.7	<i>Schéma du dispositif expérimental pour analyser l'autofocalisation en présence d'un canal.</i>	98
4.8	<i>Dynamique observée en sortie d'un échantillon de <math>\text{LiNbO}_3</math> de 15 mm de longueur avec un faisceau de <math>11\mu\text{m} \times 12.4\mu\text{m}</math> (FWHM) injecté dans le cristal (a). Évolution du profil de faisceau en sortie de l'échantillon (b-h). Paramètres : <math>\lambda = 532\text{nm}</math>, <math>P = 60\mu\text{W}</math>, <math>\Delta T = 20^\circ\text{C}</math>, polarisation extraordinaire.</i>	99
4.9	<i>Schéma de principe de la réalisation expérimentale de l'autofocalisation d'un faisceau en présence d'un canal.</i>	99
4.10	<i>Dynamique observée en présence d'un canal de <math>200\mu\text{m}</math> de large, quand un spot de <math>12.4\mu\text{m} \times 11\mu\text{m}</math> (FWHM) est injecté dans le cristal (a). Évolution de profil du faisceau observé en sortie du cristal (e-g). Paramètres : <math>\lambda = 532\text{ nm}</math>, <math>P = 60\mu\text{W}</math>, <math>\Delta T = 20^\circ\text{C}</math>, polarisation extraordinaire.</i>	100
4.11	<i>Dynamique observée en présence d'un canal (<math>200\mu\text{m}</math>) en polarisation ordinaire, quand un spot de <math>12.4\mu\text{m} \times 11\mu\text{m}</math> (FWHM) est injecté dans le cristal (a). Évolution de profil du faisceau observé en sortie du cristal (e-g). Paramètres : <math>\lambda = 532\text{ nm}</math>, <math>P = 60\mu\text{W}</math>, <math>\Delta T = 20^\circ\text{C}</math>.</i>	101
4.12	<i>Images de la sortie des guides d'ondes photo-induits pour un faisceau sonde polarisé selon l'axe ordinaire (a,d) ou extraordinaire (b,c) pour un guide d'onde généré en polarisation ordinaire (colonne gauche) ou extraordinaire (colonne droite). Paramètres d'écriture : <math>P = 60\mu\text{W}</math>, <math>\lambda = 532\text{ nm}</math>, <math>\Delta T = 20^\circ\text{C}</math>. Paramètres du faisceau sonde : puissance est <math>&lt; 1\mu\text{W}</math>.</i>	102
4.13	<i>Représentation qualitative des profils de champ de charge d'espace (a) et d'indice (b-c) des guides d'ondes photo-induits en polarisation ordinaire ou polarisation extraordinaire.</i>	103
4.14	<i>Modélisation 3-D du capteur optofluidique.</i>	106
4.15	<i>Schéma du principe permettant de déterminer le coefficient de transmission de la cavité.</i>	107

---

4.16	<i>Transmission <math>T_F</math> du canal en fonction de l'indice du liquide <math>n_{liq}</math> présent dans le canal, pour les deux polarisations à la longueur d'onde de 640 nm. Nous considérons ici seulement les réflexions de Fresnel. . . . .</i>	110
4.17	<i>Coefficient de transmission de Fresnel normalisé <math>\bar{T}_F</math> en fonction de l'indice du liquide présent dans le canal <math>n_{liq}</math>, pour deux polarisations à <math>\lambda = 640</math> nm. . . . .</i>	110
4.18	<i>Coefficient de couplage <math>T_C</math> en fonction du waist du mode guidé <math>W_{guid}</math> pour deux valeurs de <math>n_{liq}</math>. Paramètres : <math>L = 200\mu m</math>, <math>\lambda = 640</math> nm, polarisation extraordinaire. . . . .</i>	112
4.19	<i>Coefficient de couplage normalisé <math>\bar{T}_C</math> en fonction de la largeur du mode guidé <math>W_{guide}</math>. Paramètres : <math>L = 200\mu m</math>, <math>n_{liq} = 1.360</math>, <math>\lambda = 640</math> nm, polarisation extraordinaire. . . . .</i>	113
4.20	<i>Coefficient de couplage normalisé <math>\bar{T}_C</math> en fonction de largeur de canal <math>L</math> pour trois valeurs de <math>W_{guide}</math>. Paramètres : <math>n_{liq} = 1.360</math>, <math>\lambda = 640</math> nm, polarisation extraordinaire. . . . .</i>	114
4.21	<i>Coefficient de transmission global normalisé en fonction de l'indice de réfraction du fluide présent dans le canal, pour trois valeurs de <math>W_{guide}</math>. Paramètres : <math>L = 200\mu m</math>, <math>\lambda = 640</math> nm, polarisation extraordinaire. . . . .</i>	115
4.22	<i>Description schématique du capteur. . . . .</i>	116
4.23	<i>Évolution de la transmission normalisée mesurée lors d'une expérience avec de l'éthanol. . . . .</i>	118
4.24	<i>Transmission normalisée en fonction de l'indice de réfraction du fluide présent dans le canal correspondant au dispositif réalisé. Paramètres : <math>L = 200\mu m</math>, <math>\lambda = 640</math> nm, <math>W_{guide} = 6.8\mu m</math>, polarisation extraordinaire. . . . .</i>	119
4.25	<i>Réponse du détecteur avec du méthanol. . . . .</i>	119
4.26	<i>Sensibilité du capteur en fonction de <math>n_{liq}</math>. Paramètres : <math>\lambda = 640</math> nm, <math>W_{guide} = 6.8\mu m</math>, polarisation extraordinaire. . . . .</i>	121

---

5.1	<i>Exemple de composant de séparation de polarisation réalisé sur silice. Vue en 3-D du composant (a). Distribution du champ électrique pour les modes TE et TM (b) [280]. . . . .</i>	124
5.2	<i>Schéma représentant la trajectoire d'un faisceau auto-confiné traversant un micro-canal. . . . .</i>	125
5.3	<i>Décalage <math>d</math> en fonction d'angle d'incidence <math>\theta</math> pour les deux directions de polarisation (TM, TE). Angles critiques <math>\theta_C^{TM} = 25.56^\circ</math> et <math>\theta_C^{TE} = 26.51^\circ</math>. Paramètres : largeur du canal <math>L = 200\mu\text{m}</math>, <math>\lambda = 532\text{ nm}</math>. . . . .</i>	126
5.4	<i>Coefficient de transmission à 532 nm de notre dispositif pour des faisceaux polarisés TM ou TE en fonction de l'angle d'incidence <math>\theta</math>. Angle de Brewster <math>\theta_B = 23.63^\circ</math>, angles critiques <math>\theta_C^{TM} = 25.56^\circ</math>, <math>\theta_C^{TE} = 26.51^\circ</math>. . . . .</i>	128
5.5	<i>Illustration et dimensions des puces utilisées expérimentalement avec un canal incliné à <math>24^\circ \pm 0.2^\circ</math>. . . . .</i>	129
5.6	<i>Dynamique d'autofocalisation d'un faisceau observée en sortie d'un échantillon de 15 mm de long (b-f). Paramètres : angle d'incidence = <math>24,61^\circ \pm 0.02^\circ</math>, polarisation ordinaire, FWHM en entrée <math>13.3\mu\text{m} \times 12.65\mu\text{m}</math> (a), <math>P = 25\mu\text{W}</math>, <math>\Delta T = 25^\circ\text{C}</math> (<math>T = 45^\circ\text{C}</math>). . . . .</i>	129
5.7	<i>Illustration de la diffraction linéaire d'un faisceau dans un canal incliné. . .</i>	130
5.8	<i>Illustration de la mesure du décalage <math>d</math> entre deux guides, l'un traversant le canal et l'autre ne traversant pas le canal. . . . .</i>	131
5.9	<i>Dynamique observée en sortie d'un cristal de 15 mm de long pour un canal d'incidence d'environ <math>25^\circ</math> (b-f). Paramètres identiques à la figure 5.6. . . .</i>	132
5.10	<i>Dynamique d'autofocalisation d'un faisceau observée en sortie (b-f) d'un échantillon de <math>\text{LiNbO}_3</math> de 15 mm de long par un faisceau polarisé extraordinairement, faisceau injecté en entrée (<math>13.3\mu\text{m} \times 12.65\mu\text{m}</math>) (a). Paramètres identiques à l'expérience de la figure 5.6 sauf <math>P = 45\mu\text{W}</math>, angle d'incidence du faisceau est de <math>24.66^\circ \pm 0.02^\circ</math>. . . . .</i>	133

---



5.11	<i>Décalage <math>d</math> du faisceau autofocalisé pour les polarisations TM et TE en fonction de l'angle d'incidence du faisceau. Points expérimentaux, courbes calculées avec l'équation (5.1).</i>	134
5.12	<i>Principe du séparateur de polarisation en optique guidée.</i>	135
5.13	<i>Schéma du dispositif expérimental pour l'obtention d'un séparateur de polarisation intégré. Faisceau injecté en entrée (<math>13.3\mu\text{m} \times 12.65\mu\text{m}</math>) (a). <math>M_1</math>-<math>M_2</math> : miroirs, <math>\frac{\lambda}{2}</math> : lame demi-onde, CCD : caméra, <math>L_1</math>-<math>L_2</math> lentilles, polariseur.</i>	136
5.14	<i>Dynamique d'autofocalisation observée lors de la formation du séparateur de polarisation. Régime de diffraction en polarisation TM (b) et TE (c). Paramètres : angle d'inclinaison du canal <math>23.91^\circ \pm 0.02^\circ</math>, <math>A</math> est l'axe de polarisation en entrée, <math>P = 30\mu\text{W}</math>, <math>\Delta T = 25^\circ\text{C}</math>.</i>	137
5.15	<i>Formation de séparation de polarisation pour deux angles d'incidence différents <math>\theta = 24.4^\circ \pm 0.02^\circ</math> (a-c) et <math>\theta = 23.72^\circ \pm 0.02^\circ</math> (d-f). <math>A</math> est l'axe de polarisation en entrée. Paramètres : <math>P = 30\mu\text{W}</math>, <math>\Delta T = 25^\circ\text{C}</math>, FWHM d'entrée <math>13.3\mu\text{m} \times 12.65\mu\text{m}</math>.</i>	138
5.16	<i>Distance <math>\Delta d</math> entre les deux guides de sortie en fonction d'angles d'incidences. Points expériences, courbes calculées avec l'équation (5.1).</i>	139
5.17	<i>Dispositif d'analyse du séparateur de polarisation.</i>	140
5.18	<i>Distribution d'intensité et profils détectés à la sortie du séparateur de polarisation réalisé dans l'expérience figure 5.14, pour un polarisation linéaire à <math>45^\circ</math> en entrée. Axe de l'analyseur (<math>A</math>) perpendiculaire à l'axe <math>\vec{C}</math> (a), parallèle à l'axe <math>\vec{C}</math> (b), en l'absence d'analyseur (C).</i>	141

---

# Liste des publications de l'auteur

## Publications dans des revues internationales à comité de lecture

"Adiabatic self-focusing in media with spatially variable nonlinearity", Al Fares, Luai Devaux Fabrice and Chauvet Mathieu, J. Optics letters, vol. 36, no. 19, pp. 3843-3845, 2011.

"Integrated optofluidic index sensor based on self-trapped beams in  $\text{LiNbO}_3$ ", Chauvet, M and Al Fares, L and Guichardaz, B and Devaux, F and Ballandras, S, J. Applied Physics Letters, vol. 101, no. 18, pp. 181104-181104, 2012.

"Self-trapped beams crossing tilted channels to induce guided polarization separators", AL Fares, Luai Devaux Fabrice and Guichardaz, Blandine and Chauvet Mathieu, J. Applied Physics Letters, vol. 103, no. 4, pp. 041111-041111, 2013.

## Communications - conférences nationales et internationales avec comité de lecture

1. Self trapped beams for fabrication of optofluidic chip, Luai Al Fares, Mathieu Chauvet, and Fabrice Devaux, SPIE, Photonics Europe, Brussels, Belgium 2012.

2. Autofocalisation par une nonlinéarité inhomogène : application à la photo-inscription

de guides adiabatiques, Luai Al-Fares, Jassem Safioui, Fabrice Devaux, Mathieu Chauvet, journée national d'optique guidé, Besançon, France, 2010.

3. Autofocalisation par une nonlinéarité inhomogène :photo-inscription et propriétés des guides adiabatique, AL-FARES Luai, CHAUVET Mathieu,DEVAUX Fabrice. dijon, France, 2011.

4. Capteur optofluidique l'aide des faisceaux auto-focalisé, Luai AL-FARES , Mathieu CHAUVET ,Fabrice DEVAUX, journée national d'optique guidé, Besançon, France, 2013.

5. Traversée de micro-canaux par solitons : application à la fabrication d'un séparateur de polarisation intégré. Luai AL FARES, Fabrice DEVAUX, Mathieu CHAUVET, journée national d'optique guidé, Paris, France, 2014.

# Adiabatic self-focusing in media with spatially variable nonlinearity

Luai Al Fares, Fabrice Devaux, and Mathieu Chauvet\*

FEMTO-ST, UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, 16 Route de Gray, 25000 Besançon, France

\*Corresponding author: mathieu.chauvet@univ-fcomte.fr

Received June 23, 2011; revised August 29, 2011; accepted September 6, 2011;  
posted September 8, 2011 (Doc. ID 149800); published September 26, 2011

An optical medium whose nonlinearity can be spatially adjusted is considered to study beam reshaping. The concept is applied to perform adiabatic self-focusing of broad beams. Experimental results are obtained in a photo-refractive lithium niobate crystal where the self-focusing nonlinearity is controlled over propagation by a temperature gradient. As a demonstration, gradual self-focusing is shown to transform an incoming beam into an output circular spot 10 times smaller over a 2 cm long crystal submitted to a 30 °C temperature gradient. Once formed, the adiabatic self-focused beam has inscribed a funnel waveguide in the crystal. © 2011 Optical Society of America

OCIS codes: 190.5330, 160.5320, 260.5950.

Beam self-focusing in nonlinear optical media has been the subject of numerous studies. In particular, the formation of spatial solitons [1] that propagate without diffraction has been extensively analyzed. Media with spatially uniform nonlinear properties are usually considered in published work but it is of great interest to design and make use of material whose nonlinear properties vary spatially. In the temporal domain, such spatial management of nonlinear properties have already been exploited to control light pulses propagation in optical fibers. For instance, fibers with a tapered section are known to enhance supercontinuum generation [2]. By analogy, in the spatial domain, a distributed nonlinearity would allow control of diffraction in order to produce specific beam reshaping. Ideally, such a medium would possess spatially tunable nonlinear properties that can be adjusted to perform various beam transformations.

In this Letter, we present a nonlinear material whose focusing strength can be controlled by temperature. This tunable nonlinear medium is used to demonstrate adiabatic self-focusing of a large beam. An adapted temperature gradient applied along the beam propagation direction allows progressive self-trapping without appearance of beam breakup that usually occurs due to modulation instability with an homogeneous nonlinearity. The refractive index structure induced by the self-focused beam forms an adiabatic funnel waveguide. The demonstration is performed inside lithium niobate ( $\text{LiNbO}_3$ ) samples by control of the photorefractive (PR) effect via the pyroelectricity. Note that an alternative clever technique was demonstrated by DelRe *et al.* to form funnel waveguides in the volume of a PR crystal based on control of the quadratic electro-optic effect [3]. Doping with proper elements or designing a particular geometry are among viable solutions to tailor the nonlinear properties of optical media. For instance, silica fibers can be doped with germanium or tapered to form a small size core in order to harness the Kerr effect. While managing the nonlinearity during the fabrication process offers robustness, media with tunable nonlinearity would bring flexibility. PR effect presents such a feature since it can be controlled with a DC electric field  $E_0$  produced by an applied voltage. On the one hand, applying a spatially varying electric field on a PR crystal to obtain a medium with the required

nonlinear optical distribution could be envisioned. However, a sample with a specially designed geometry or with particular electrodes shape would be necessary for each specific nonlinear function. On the other hand, a recent discovery revealed that the voltage governing the PR effect in ferroelectric crystals can be substituted with the pyroelectric field  $E_{\text{py}}$  to form bright solitons, so-called, pyrolitons [4].

$$E_{\text{py}} = -\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r} p \Delta T, \quad (1)$$

where  $\epsilon_0$  and  $\epsilon_r$  are the vacuum and relative dielectric constants, respectively, and  $p$  is the pyroelectric coefficient of the crystal. We observe that  $E_{\text{py}}$  is proportional to the crystal temperature increase  $\Delta T$  compared to the equilibrium temperature (room temperature). As a consequence, the temperature provides external control of the PR effect since an inhomogeneous temperature can be applied to the crystal to vary the PR nonlinearity strength distribution. This configuration is applied to obtain the gradual self-focusing of a broad beam.

It is well known that when an extended beam is launched in a focusing nonlinear medium, modulation instability [5] occurs and leads to breakup of a beam into multiple filaments. This phenomenon due to the amplification of the spatial noise present on the beam occurs properly when large beams are sent in a strongly nonlinear medium. For this reason a homogeneous self-focusing nonlinearity is unsuccessful to perform adiabatic focusing of a beam. A tunable nonlinear PR medium is proposed to perform this task.

The configuration consists in a  $\text{LiNbO}_3$  crystal whose PR nonlinearity is dictated by a temperature gradient applied along the beam propagation direction, as described in Fig. 1. The focusing medium is set at a lower temperature at the entrance face than at the exit face, in order to obtain a gradually increasing  $E_{\text{py}}$  according to Eq. (1). Therefore, the focusing strength increases along the beam propagation direction.

To define the adequate temperature distribution to obtain an adiabatic focusing, we rely on the curve giving the pyroliton width  $\Delta x$  versus the crystal temperature variation  $\Delta T$ . For a one-dimensional soliton formed in  $\text{LiNbO}_3$

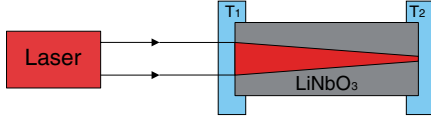


Fig. 1. (Color online) Schematic configuration of the optical setup to realize an adiabatic self-focusing of a broad beam in a crystal whose PR nonlinearity distribution is controlled by a temperature gradient.

in a quasi-steady-state regime [6] with an extraordinary polarized light, the soliton width is given by

$$\Delta x = \frac{2\lambda}{\pi n_e^2 \sqrt{r_{33}(E_{py} - E_{ph})}}, \quad (2)$$

where  $\lambda$  is the beam wavelength in vacuum,  $n_e$  is the refractive index,  $r_{33}$  is the electro-optic coefficient, and  $E_{ph}$  is the photovoltaic field. This constant field  $E_{ph}$ , which opposes to  $E_{py}$ , is the consequence of the photovoltaic effect present in LiNbO<sub>3</sub>. From Eqs. (1) and (2), the pyroelectric soliton existence curves at  $\lambda = 532$  nm are drawn for two values of  $E_{ph}$  in Fig. 2 with  $p = -6 \cdot 10^{-5} \text{ Cm}^{-2} \text{ K}^{-1}$  [7]. Such curves can also be interpreted as giving the most stable beam size for a given PR nonlinearity ( $\Delta T$ ). It is fair to assume that if the width-temperature stability criteria is fulfilled at any location and at any time in the nonlinear medium then a stable beam propagation is guaranteed.

For the experimental study, samples  $5 \text{ mm} \times 20 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$  along the  $x$ ,  $y$ , and  $z$  crystallographic axis are cut from an undoped photonic grade  $z$ -cut LiNbO<sub>3</sub> wafer. The sample under testing is placed between two Peltier elements that allow distinct temperature control  $T_1$  at the input face and  $T_2$  at the output face to form a temperature gradient along the crystal's  $y$  axis (Fig. 1). An extraordinary polarized beam at  $\lambda = 532$  nm propagates along this  $y$  axis, while input and output faces are observed on a CCD camera via imaging lenses.

Preliminary experiments are performed to analyze the self-trapping behavior for  $\Delta T_1 = \Delta T_2 = 20^\circ \text{C}$ , that is, for a crystal uniformly heated. It is first observed (not shown) that a  $14 \mu\text{m}$  FWHM beam gradually self-focuses to finally form a spatial soliton. For a  $40 \mu\text{W}$  beam power, the soliton regime is reached in a few minutes.  $E_{ph} \approx 20 \text{ kV/cm}$  is inferred from this first experiment. In a second step, a  $100 \mu\text{m}$  FWHM beam is launched in the crystal. As shown in Fig. 3, the beam weakly diffracts

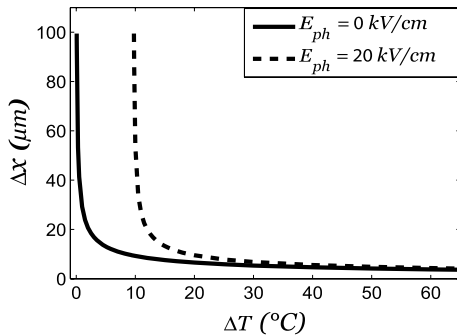


Fig. 2. Pyroelectric spatial soliton width  $\Delta x$  (FWHM) in LiNbO<sub>3</sub> versus a crystal temperature increase from equilibrium temperature  $\Delta T$ .

in the linear regime [Fig. 3(a)] and, as the PR nonlinearity takes place, subsequently breaks into multiple spots [Fig. 3(d)]. Beam dislocation differs when experiments are repeated at different locations in the crystal which displays the random character of modulation instability. It is important to note that self-focusing to a single spot could not be observed with an uniform temperature raise.

A temperature gradient is then applied to the PR medium to induce self-focusing of this same  $100 \mu\text{m}$  beam. To chose the temperature gradient parameters, important points have to be underlined.

First, criteria for adiabatic self-focusing have to be met spatially. When different temperatures are set on both sides of the crystal, a linear temperature gradient appears across the propagation direction once steady-state temperature is reached. Linearized portion of the existence curves from Fig. 2 can thus be satisfied with this simple experimental configuration. As will be shown experimentally, strict fulfillment of the existence curve is not required to avoid beam breakup. According to the existence curve, to focus a  $100 \mu\text{m}$  diameter beam down to about  $15 \mu\text{m}$ , the crystal temperature change should vary from  $\Delta T_1 = 14^\circ \text{C}$  at the entrance face up to about  $\Delta T_2 = 30^\circ \text{C}$  at the exit face for  $E_{ph} \approx 20 \text{ kV/cm}$ . To go further from these two outermost values, the existence curve would require a nonlinear temperature distribution that could be approximated with a configuration consisting in more than two Peltier elements.

Second, since response time of the PR effect is not instantaneous, it has to be considered to satisfy the conditions of adiabatic self-focusing at any time during the formation process. PR response time is known to be shorter for a larger beam intensity and, to a lesser extent, to decrease when nonlinearity is stronger. As a consequence, for a constant intensity profile over propagation, which is the case for the considered weakly diffracting beam, a nonlinear PR effect will first arise near the exit crystal face where nonlinearity is stronger. At this location the large beam will thus be strongly distorted due to modulation instability. A solution to maintain conditions for stable self-focusing consists in gradually increasing the nonlinear effect at a pace dictated by the PR formation time.

The experimental demonstration showing adiabatic self-focusing of an incoming  $100 \mu\text{m}$  FWHM beam is presented in Fig. 4.  $\Delta T_1$  is set to  $10^\circ \text{C}$ , which corresponds to a weak nonlinearity able to support a  $100 \mu\text{m}$  diameter soliton. Initially the output face crystal temperature  $\Delta T_2$  is set to  $14^\circ \text{C}$  to trigger moderate self-focusing.  $\Delta T_2$  is then sequentially increased up to  $30^\circ \text{C}$  with time intervals between temperature changes sufficiently long for the PR effect to take place. Adiabatic light focusing is

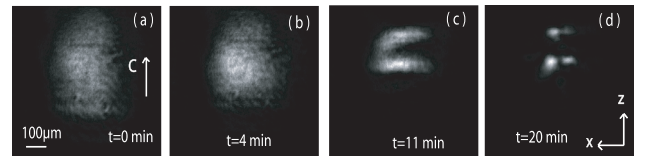


Fig. 3. Dynamics of dislocation of an extraordinary polarized  $100 \mu\text{m}$  FWHM beam at  $\lambda = 532$  nm propagating in a  $20 \text{ mm}$  long LiNbO<sub>3</sub> crystal homogeneously heated to  $\Delta T_1 = \Delta T_2 = 20^\circ \text{C}$ .

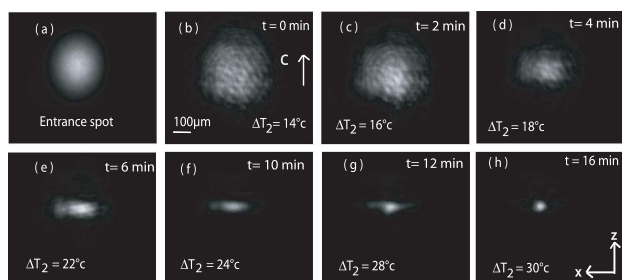


Fig. 4. Adiabatic self-focusing dynamics of an extraordinary polarized  $100\text{ }\mu\text{m}$  FWHM beam at  $\lambda = 532\text{ nm}$  in a  $20\text{ mm}$  long PR  $\text{LiNbO}_3$  crystal controlled by a temperature gradient  $\Delta T_1 = 10^\circ\text{C}$ ,  $\Delta T_2 = 30^\circ\text{C}$ .

observed [Fig. 4(h)] despite noisy initial output beam [Fig. 4(b)]. This efficient gradual beam self-trapping without dislocations transforms the broad beam in a circular  $14\text{ }\mu\text{m}$  FWHM spot over the  $2\text{ cm}$  long nonlinear tuned medium. The very same parameters also induce trapping of slightly different diameter beams which reveals some flexibility on the temperature gradient. For instance, a  $135\text{ }\mu\text{m}$  beam is trapped to form a single  $16\text{ }\mu\text{m}$  diameter output spot but higher losses than for a  $100\text{ }\mu\text{m}$  diameter beam are obtained.

These self-trapped beams leave a place to funnel waveguides inscribed in the crystal. When fabricated with technological process such tapered waveguides are usually based on the sole size variation of the guiding core layer [8]. The two-dimensional funnel waveguide realized in this work combined variation of the waveguide dimension along with the refractive index profile to form a guiding structure that ensures low loss beam focusing. This index structure is memorized for several weeks in the samples and can thus be employed as a static funnel waveguide. The induced refractive index distribution has been calculated using a three-dimensional time dependent PR model derived from [4], where both the photovoltaic current and pyroelectric field are considered with a temperature gradient (Fig. 5). Work is now in progress to develop this numerical model in order to study the general beam trapping behavior in media with inhomogeneous PR properties.

We have introduced the concept of beam spatial reshaping in media with a spatially variable nonlinear effect. The adiabatic self-focusing of a broad beam

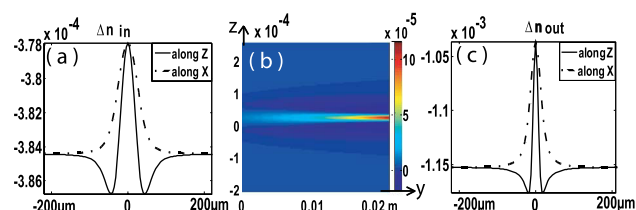


Fig. 5. (Color online) Numerical calculation of a refractive index change induced by pyroelectric beam self-trapping for an extraordinary polarized beam in a  $20\text{ mm}$  long crystal. Refractive index profile at (a) input and (c) output faces both along the  $x$  and  $z$  axis and refractive index distribution in the  $(y, z)$  plane (b) Parameters: beam power :  $40\text{ }\mu\text{W}$ , input beam FWHM :  $100\text{ }\mu\text{m}$ ,  $\Delta T_1 = 10^\circ\text{C}$ ,  $\Delta T_2 = 30^\circ\text{C}$ .

controlled by a tunable focusing nonlinearity whose magnitude increases along propagation provides an emblematic demonstration. The experiment is performed in a  $\text{LiNbO}_3$  crystal whose nonlinear PR properties are spatially adjusted using a temperature gradient. Ultimately, a two-dimensional funnel-like waveguide is inscribed in the material using this low cost technique. Such a waveguide could be used to directly couple light from a laser to a fiber.

Financial support provided by the Agence National de la Recherche for project ORA (ANR 2010 BLAN-0312) is gratefully acknowledged.

## References

1. D. Boardman and A. P. Sukhorukov, *Soliton Driven Photonics* (Kluwer, 2001).
2. W. J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, T. A. Birks, T.-P. Martin Man, and P. St. J. Russell, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2148 (2002).
3. E. DelRe, A. Pierangelo, E. Palange, A. Ciattoni, and J. Agranat, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 081105 (2007).
4. J. Safioui, F. Devaux, and M. Chauvet, *Opt. Express* **17**, 22209 (2009).
5. A. V. Mamaev, M. Saffman, and A. A. Zozulya, *Europhys Lett.* **35**, 25 (1996).
6. M. Segev, M. F. Shih, and G. Valley, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 706 (1996).
7. T. Bartholomäus, K. Buse, C. Deuper, and E. Krätzig, *Phys. Status Solidi A* **142**, K55 (1994).
8. I. Moerman, P. P. Van Daele, and P. M. Demeester, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **3**, 1308 (1998).



## Integrated optofluidic index sensor based on self-trapped beams in LiNbO<sub>3</sub>

M. Chauvet, L. Al Fares, B. Guichardaz, F. Devaux, and S. Ballandras

Citation: *Appl. Phys. Lett.* **101**, 181104 (2012); doi: 10.1063/1.4765059

View online: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4765059>

View Table of Contents: <http://apl.aip.org/resource/1/APPLAB/v101/i18>

Published by the American Institute of Physics.

### Additional information on Appl. Phys. Lett.

Journal Homepage: <http://apl.aip.org/>

Journal Information: [http://apl.aip.org/about/about\\_the\\_journal](http://apl.aip.org/about/about_the_journal)

Top downloads: [http://apl.aip.org/features/most\\_downloaded](http://apl.aip.org/features/most_downloaded)

Information for Authors: <http://apl.aip.org/authors>

## ADVERTISEMENT

### minus k<sup>®</sup> TECHNOLOGY **Improve your Images with Minus K's** **Negative-Stiffness** Vibration Isolation

Workstations & Optical Tables



Custom Applications



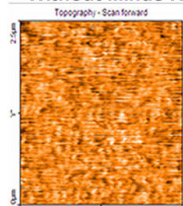
Bench Top Isolators



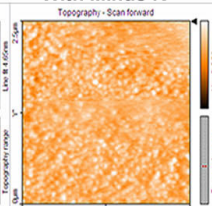
Multi Isolator Systems



Without Minus K



With Minus K



Floor Platforms



# Integrated optofluidic index sensor based on self-trapped beams in LiNbO<sub>3</sub>

M. Chauvet, L. Al Fares, B. Guichardaz, F. Devaux, and S. Ballandras

FEMTO-ST Institute, UMR CNRS 6174, University of Franche-Comté,  
16 Route de Gray, 25000 Besançon, France

(Received 21 September 2012; accepted 17 October 2012; published online 29 October 2012)

We show that self-trapped beams can form in structured monolithic lithium niobate chips. In particular, they are observed to be unaffected when crossing few hundred microns wide gaps. The technique is employed to fabricate an index sensor constituted of a buried circular optical waveguide crossing a fluidic channel in a lithium niobate substrate. Fluidic channels are realized by precision dicing while the optical waveguides are induced by photorefractive beam self-trapping controlled by the pyroelectric effect. The self-aligning property of this latter waveguides provides a simple fabrication technique of an integrated sensor that accurately measures the refractive index of transparent liquids. © 2012 American Institute of Physics. [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4765059>]

Association of optical waveguides and microfluidic channels has attracted a lot of attention over the past decade. It indeed offers rapid chemical or biological tests with use of minimum amount of analyte. One important pursued goal is the development of optofluidic lab-on-chip.<sup>1,2</sup>

Such integrated optofluidic devices are based on a variety of substrates. For instance, devices based on glasses, silicon, or polymers<sup>3–5</sup> have been realized for various applications such as the study of immunoreaction and analysis of fluorescence or spectroscopy.<sup>6–8</sup> Standard fabrication techniques (photolithography, etching, molding, embossing, etc.) are often employed but the versatility of light writing also offers great solutions. The scanning technique is often used to optically structure material, in particular, to induce waveguides,<sup>9</sup> but recent studies also reveal that both fluidic channels and waveguides could be laser-written in glass, opening the way to 3-D optofluidic chips.<sup>10</sup> In the present work, unique properties of self-trapped beams are used to induce integrated waveguides combined with fluidic channels.

Beam self-trapping constitutes a simple fabrication process that can induce low loss buried circular waveguides, in a one step process. Temporary waveguides are potentially interesting for reconfigurable systems<sup>11</sup> while permanent self-induced waveguides can find applications in self-aligned interconnections<sup>12,13</sup> or 3-D integrated optics.<sup>14,15</sup> One of their greatest capabilities is to form waveguides that automatically adapt to the configuration during the writing process. Self-trapped beams thus constitute an efficient tool to form particular waveguides that are sometimes unreachable with other techniques. For instance, tapered waveguides<sup>16,17</sup> or waveguides with abrupt 90° turns have been demonstrated.<sup>18</sup> In this paper, the potential of self-trapped beams is further extended showing that it can form perfectly aligned waveguides crossing fluidic channels. Experiments are realized in lithium niobate (LiNbO<sub>3</sub>) chips where self-trapped beams write waveguides crossing engraved channels. The concept is exploited to realize a compact optofluidic sensor to assess the refractive index of liquids present in the crossed channel.

LiNbO<sub>3</sub> samples are cut from a commercial photonic grade z-cut congruent wafer with a precision saw (Disco DAD 321) that provides optical grade dicing. The wafer is

maintained by a UV sensitive adhesive film to cut samples of typical size  $8 \times 15 \times 0.5$  mm<sup>3</sup> along x, y, and z crystallographic axes, respectively. Polished faces are requested in order to limit losses due to light diffusion. To reach this characteristic, a polymer blade with diamond particles is used. The blade has a thickness of 200 μm. A constant and high flow of water helps keeping a constant and low temperature for both the blade and the sample during the process. It constitutes a straightforward way to simultaneously dice and polish. Note that this technique was previously used to produce high aspect ratio LiNbO<sub>3</sub> ridges with smooth surfaces.<sup>19</sup> For our study, the same dicing process is used to carve 200 μm wide by 200 μm deep trenches across the samples. Note that sealing of the trenches that constitute fluidic channels is possible by standard techniques such as thermal bonding of a cover but for the present demonstration trenches were left open.

To induce waveguides in the LiNbO<sub>3</sub> chip, visible light coming from either a laser or a laser diode is injected from the side of the sample. Input and output faces of the crystal are observed on a camera via imaging lenses. The overall arrangement is schematically depicted in Figure 1. In this study, beam self-trapping due to the photorefractive effect is controlled by the pyroelectric effect.<sup>20</sup> To this end, a Peltier element placed under the LiNbO<sub>3</sub> sample regulates its temperature with stability better than 0.1 °C.

The principle at the heart of the writing technique consists in injecting a beam inside the LiNbO<sub>3</sub> sample that will form its own waveguide as it propagates. Ultimately, the beam is kept confined and propagates with an invariant transverse profile to form a spatial soliton.<sup>11,18,20–23</sup> The nonlinear optical effect exploited to induce the refractive index change is due to the photorefractive effect. More specifically, a photorefractive spatial soliton can form when electrical charges, generated by light, screen an initial homogeneous electric field present in an electro-optic material. This homogeneous field can be due to an applied voltage as originally shown in LiNbO<sub>3</sub> (Refs. 22 and 23) or, as recently discovered, can be induced by a temperature change by pyroelectric effect.<sup>20</sup> This latter solution greatly simplifies the beam self-trapping control since no electrode is necessary and cautions associated with application of a high voltage are useless. The



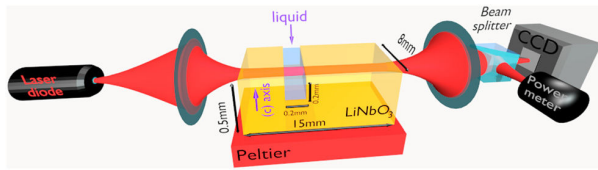


FIG. 1. Schematic diagram of the experimental setup.

electrode free configuration also offers access to novel arrangement such as surface solitons.<sup>24</sup>

A first set of experiments are realized to compare the beam self-trapping behavior in the LiNbO<sub>3</sub> sample with or without a channel. Light from a 532 nm CW laser is focused to a 12  $\mu\text{m}$  full width at half maximum (FWHM) spot (Fig. 2(a)) at the entrance of a sample. The beam is extraordinary polarized and propagates over 15 mm along the y-axis direction. First, the beam is launched to pass under the fluidic channel. When the sample is at room temperature the beam diffracts to give a Gaussian light distribution of about 130  $\mu\text{m}$  FWHM at the exit face of the crystal (Fig. 2(b)). The crystal temperature is then set to 40 °C at  $t = 0$ . Self-focusing appears in few minutes for a 60  $\mu\text{W}$  light power. Beam confinement and clean-up are obvious after about 2 min (Fig. 2(c)). When a maximum confinement is reached a smooth and efficiently focused spot is observed (Fig. 2(d)) with a 10  $\mu\text{m}$  FWHM along z-axis and an 11  $\mu\text{m}$  FWHM along x-axis.

Second, the sample is displaced so that the beam crosses the carved channel. In linear regime, the beam is strongly distorted at the exit face (Fig. 2(e)) due to light reflections at the sample top surface and at the bottom of the trench. Notably, Lloyd interferences are clearly seen. However, as self-focusing takes place, beam cleans up and ultimately a confined spot is formed whose size is 8.9  $\mu\text{m}$  FWHM along z-axis and 9.4  $\mu\text{m}$  FWHM along x-axis. (Fig. 2(g)). As in the previous experiment, the beam is slightly elliptical. We can conclude that the presence of the trench in the beam path does not perturb beam trapping. Note that, thanks to the self-

aligning properties of self-induced waveguides, precise beam launching direction perpendicular to the channel is not required.

We observe that the waveguide induction time is slightly longer when the beam is crossing the channel. Since the photorefractive response time is inversely proportional to the light intensity, this slower response time is consistent with the lower transmitted beam power, due to Fresnel reflections on the trench walls. Note that similar beam trapping characteristics are also obtained for ordinary polarized writing beams (not shown).

After the writing phase, robust waveguides are memorized in the samples. Waveguides lifetime can extend up to months in the dark or when used at low power or at photorefractive insensitive wavelengths. When a self-trapped beam crosses a fluidic channel, two waveguides located on both sides of the channel are present in the medium.

Once beam trapping has occurred, heating is turned off and a probe beam is injected in the photo-induced waveguides. To avoid waveguide degradation, the probe beam optical intensity is reduced on the order of a few  $\text{W}/\text{m}^2$ .

In Figure 3, we present the guided mode for both ordinary and extraordinary polarized probes in waveguides intersecting a fluidic channel. Probe beam wavelength is identical than writing beam (532 nm) which provides an excellent coupling efficiency better than 90%.

A waveguide written with ordinary polarization guides both ordinary (Fig. 3(a)) and extraordinary (Fig. 3(b)) polarized light. The guided mode with extraordinary polarization is, however, more confined because it is associated with a strong electro-optic coefficient ( $r_{33}$ ), while a lower electro-optic coefficient ( $r_{31}$ ) is associated with ordinary light. For waveguides written with extraordinary light, an efficient waveguide is achieved for an extraordinary polarized probe (Fig. 3(c)) but ordinary light is weakly guided (Fig. 3(d)). These results are in accordance with reported results.<sup>20</sup>

More importantly, these results demonstrate that self-trapped beams form low loss single-mode waveguides that are automatically aligned when crossing gaps of a few

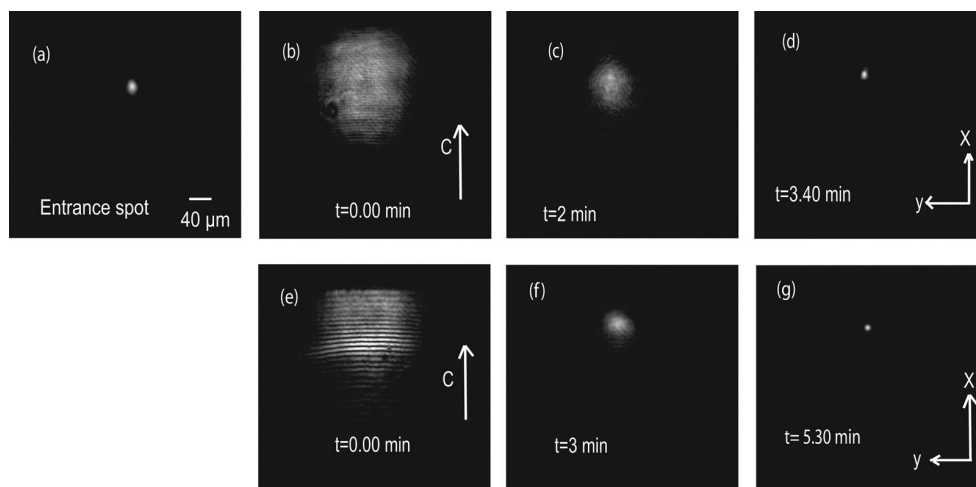


FIG. 2. Beam self-focusing dynamics observed at the exit face of a 15 mm long LiNbO<sub>3</sub> chip when a 12  $\mu\text{m}$  FWHM beam is launched in the crystal (a). Dynamics when light beam is passing under the fluidic channel (b)–(d) and when the beam crosses the fluidic channel (e)–(g). Parameters: extraordinary polarization,  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ,  $p = 60 \mu\text{W}$ , crystal temperature: 40 °C.

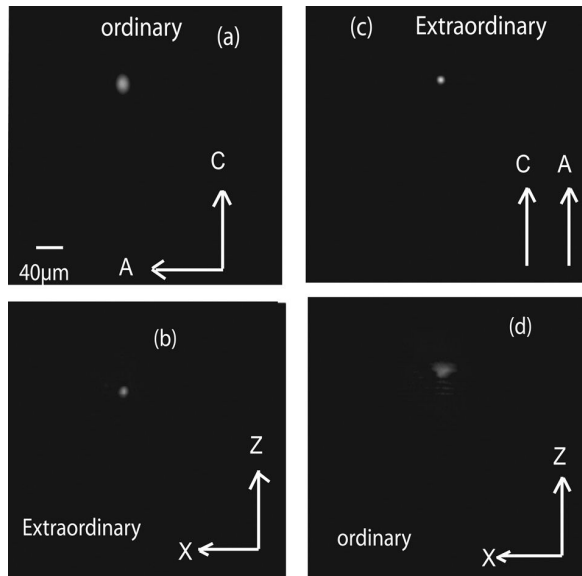


FIG. 3. Images of guided probe beam ordinary or extraordinary polarized at the output of a photo-induced waveguide written with an ordinary (left column) or extraordinary (right column) polarized beam. Writing process parameters:  $P = 60 \mu\text{W}$ ,  $\lambda = 532 \text{ nm}$ , Temperature:  $40^\circ\text{C}$ . Probe beam parameters: input beam power  $< 1 \mu\text{W}$ ,  $\lambda = 532 \text{ nm}$ , ambient temperature. Arrow A indicates the polarization direction of the writing beam. Arrow C is the crystal optical axis.

hundred microns wide. The two formed waveguide segments are automatically and perfectly aligned to each other. We would like to underline that additional experiments revealed that formation of perfectly aligned waveguide segments is possible even though the trapped beam is incident at a large angle on the channel.

An optofluidic refractive index sensor is then designed based on the combination of fluidic channels and buried light induced waveguides integrated on a monolithic  $\text{LiNbO}_3$  substrate. Miniaturized refractive index sensors are useful to accurately and rapidly analyze various phenomena such as variation of composition or kinetic reactions.<sup>25,26</sup>

To fabricate the refractive index sensor, a waveguide crossing perpendicularly a  $200 \mu\text{m}$  wide fluidic channel is induced by beam self-trapping. The configuration is similar than in Figure 1 except that the light source is a diode laser at the central wavelength of  $640 \text{ nm}$  coupled to a fibered single-mode polarization maintaining fiber. The fiber is positioned to form a  $12 \mu\text{m}$  (FWHM) spot size at the entrance face of the  $\text{LiNbO}_3$  chip. This compact light source operates both for the writing stage and for the subsequent characterization of the index sensor.

For the waveguide writing process, the diode current is set above the threshold current to give a quasi-monochromatic light of about  $300 \mu\text{W}$ . The light beam is extraordinary polarized. The  $\text{LiNbO}_3$  chip is then heated to  $40^\circ\text{C}$  to trigger the self-focusing effect. A waveguide crossing the channel is formed in less than 5 min.

To test the realized device, a probe beam is launched in the waveguide and the output power is monitored while a fluid is inserted in the channel. The very same light source arrangement than for the written phase is used which guarantees a very good coupling in the waveguide. For this test

phase, the current of the laser diode is set below the threshold current to provide optimal conditions. First, it gives a weak light power, which guarantees that the waveguide will not decay. Second, the emitted spectrum is wide enough to be considered as an incoherent source to avoid Fabry-Perot resonances. Indeed the  $10 \text{ nm}$  wide spectrum is more than one order of magnitude larger than the free spectral range of the Fabry-Perot cavity formed by the fluidic channel walls. The sensor light transmittance is monitored with a power meter while the fluid is inserted in the fluidic channel.

Figure 4 presents the observed transmitted light evolution for a typical measurement. The transmitted light is normalized to  $T_0$ , the transmission of an empty channel. The initially empty channel is filled with a droplet of ethanol at  $t = 14 \text{ s}$ . The transmission increases to a value 1.230. This transmission change is defined as  $\Delta T = T/T_0$ , where  $T$  is the sensor transmission filled with the liquid to analyze. The chip temperature is intentionally left at  $40^\circ\text{C}$  so that the ethanol evaporates from the open channel. At  $t = 24 \text{ s}$ , the meniscus present at the surface of the liquid reaches a similar position than the light beam crossing the channel. The transmittance consequently decays dramatically due to light reflection at the meniscus surface. From  $t = 25 \text{ s}$  to about  $29 \text{ s}$ , light is totally reflected by the meniscus. Finally, when no more liquid is present in front of the waveguide the initial transmission  $T_0$  is recovered ( $t > 30 \text{ s}$ ).

The liquid can affect light transmission due to several factors such as absorption, diffusion, or reflection. In our case,  $\Delta T$  is dictated by the liquid refractive index since we consider homogeneous transparent liquids.

To calculate  $\Delta T$ , multiple Fresnel reflections on both walls of the channel are first taken into account. For our configuration, the liquid of refractive index  $n_L$  is embedded in  $\text{LiNbO}_3$  of refractive index  $n_1$ . The transmission coefficient of this cavity crossed at normal incidence with a large spectrum (low coherence) light beam is given by

$$T_F = \frac{2n_1n_L}{n_1^2 + n_L^2}. \quad (1)$$

In Figure 5, the dashed curve represents the calculated  $\Delta T$  due to only Fresnel reflection versus the liquid refractive index  $n_L$ . The refractive index  $n_1$  of  $\text{LiNbO}_3$  at the wavelength of  $640 \text{ nm}$  is taken from Ref. 27. Note that since the refractive index of  $\text{LiNbO}_3$  is large ( $\approx 2.2$ )  $\Delta T$  varies

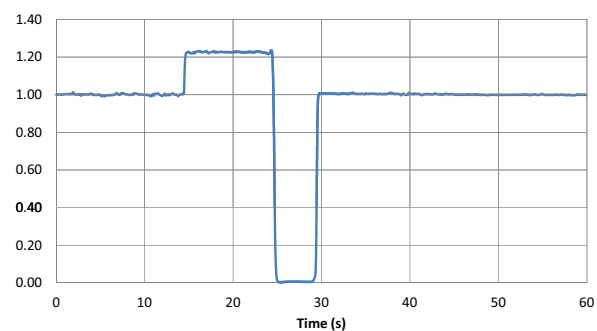


FIG. 4. Measured evolution of the sensor optical normalized transmission with ethanol.

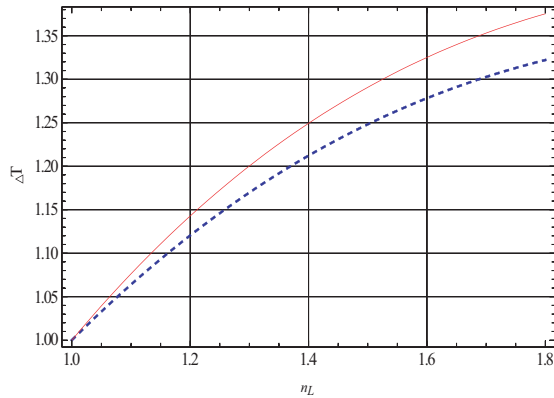


FIG. 5. Variation of the normalized transmission  $\Delta T$  as a function of the refractive index  $n_L$  of the fluid present in the channel. Dashed curve: influence of Fresnel reflection. Solid curve: influence of Fresnel reflection and diffraction.

significantly when liquids are analyzed. The refractive index of ethanol at the sensing wavelength being 1.360, the predicted  $\Delta T$  value due to Fresnel reflections is 1.195 which is weaker than the experimental value of 1.230 in Figure 4. This offset is attributed to the influence of beam free diffraction inside the channel. In the gap, light diffracts before reaching the opposite waveguide. As a consequence, coupling efficiency  $T_C$  due to beam and guided mode overlap is altered. The self-trapping technique implies that waveguides on both side of the channel are perfectly aligned and possess the same guiding characteristics. With the hypothesis of Gaussian beam profiles,  $T_C$  is given by<sup>28</sup>

$$T_C = \frac{2W_1 W_2}{W_1^2 + W_2^2}, \quad (2)$$

where  $W_1$  is the waist of the guided beam and  $W_2$  is the waist of the beam after travelling across the gap of width  $L$ . According to Gaussian beam propagation theory,  $W_2$  is given by

$$W_2 = W_1 \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda L}{\pi n_L W_1^2} \right)^2}. \quad (3)$$

The total transmission coefficient of the device becomes  $T = T_F T_C$ . The solid curve in Fig. 5 presents the corresponding  $\Delta T$  variation for an 8.1  $\mu\text{m}$  FWHM ( $W_1 = 6.8 \mu\text{m}$ ) guided mode. This mode size gives a theoretical value for  $\Delta T$  of 1.230 which is identical to the one observed in the experiment with ethanol ( $n_L = 1.360$ ). Moreover, a similar mode size is observed experimentally in Figure 3. We can, thus, conclude that the solid curve from Figure 5 is a valid calibration curve for the realized index sensor.

Refractive index of methanol is then tested with the sensor. The measurement gives a refractive index of 1.317 at 640 nm, which is in fair agreement with the reported value of 1.320. The refractive index sensor sensitivity is about  $5 \times 10^{-3}$  for index between 1 and 1.8. The sensitivity can be improved by using a more elaborated detection scheme.

In conclusion, we have shown that self-trapped beams represent a straightforward technique to fabricate optofluidic components. Specifically, low loss light-induced waveguides crossing fluidic channels have been formed in a monolithic LiNbO<sub>3</sub> chip. Fluidic channels have been realized by optical grade sawing, while buried optical waveguides have been induced by photorefractive beam self-trapping. A miniature sensor has been designed and fabricated to measure index of refraction of transparent liquids with a precision of  $5 \times 10^{-3}$ . Above all, this work demonstrates the potential of beam self-trapping to easily fabricate devices that are composed of precisely aligned waveguides crossing interfaces. This fabrication technique could be applied to other materials such as photosensitive polymer.

Financial support by Agence Nationale de la Recherche for project CHARADES (ANR MatePro 2012) is gratefully acknowledged.

- <sup>1</sup>D. Psaltis, S. R. Quake, and C. Yang, *Nature* **442**, 381–386 (2006).
- <sup>2</sup>C. Monat, P. Domachuk, and B. J. Eggleton, *Nat. Photonics* **1**, 106–114 (2007).
- <sup>3</sup>V. Lien, Y. Berdichevsky, and Y. H. Lo, *IEEE Photonic Technol. Lett.* **16**, 1525–1527 (2004).
- <sup>4</sup>J. M. Ruano, A. Glidle, A. Cleary, A. Walmsley, J. S. Aitchison, and J. M. Cooper, *Biosens. Bioelectron.* **18**, 175–184 (2003).
- <sup>5</sup>J. Cooper McDonald and G. M. Whitesides, *Acc. Chem. Res.* **35**, 491–499 (2002).
- <sup>6</sup>A. Ymeti, J. S. Kanger, J. Greve, G. A. J. Besselink, P. V. Lambeck, R. Wijn, and R. G. Heideman, *Biosens. Bioelectron.* **20**, 1417–1421 (2005).
- <sup>7</sup>Y. Tunga, M. Zhanga, C. T. Linb, K. Kurabayashia, and S. J. Skerlos, *Sens. Actuators B* **98**, 356–367 (2004).
- <sup>8</sup>L. Malic and A. G. Kirk, *Sens. Actuators, A* **135**, 515–524 (2007).
- <sup>9</sup>D. Homoelle, S. Wielandy, and A. L. Gaeta, *Opt. Lett.* **24**, 1311–1313 (1999).
- <sup>10</sup>R. Osellame, V. Maselli, R. Martinez Vazquez, R. Ramponi, and G. Cerullo, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 231118–231120 (2007).
- <sup>11</sup>L. Friedrich, G. I. Stegeman, P. Millar, C. J. Hamilton, and J. S. Aitchison, *Opt. Lett.* **23**, 1438–1440 (1998).
- <sup>12</sup>T. Yamashita, M. Kagami, and H. Ito, *J. Lightwave Technol.* **20**, 1556 (2002).
- <sup>13</sup>K. Dorkenoo, O. Crégut, L. Mager, F. Gillot, C. Carre, and A. Fort, *Opt. Lett.* **27**(20), 1782–1784 (2002).
- <sup>14</sup>V. Coda, M. Chauvet, F. Pettazzi, and E. Fazio, *Electron. Lett.* **42**, 463–465 (2006).
- <sup>15</sup>A. S. Kewitsch and A. Yariv, *Opt. Lett.* **21**, 24–26 (1996).
- <sup>16</sup>S. J. Frisken, *Opt. Lett.* **18**, 1035–1037 (1993).
- <sup>17</sup>L. Al Fares, F. Devaux, and M. Chauvet, *Opt. Lett.* **36**, 3843–3845 (2011).
- <sup>18</sup>R. Jäger, S. P. Gorza, C. Cambournac, M. Haelterman, and M. Chauvet, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 061117 (2006).
- <sup>19</sup>N. Courjal, B. Guichardaz, G. Ulliac, J. Y. Rauch, B. Sadani, H. H. Lu, and M. P. Bernal, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 305101 (2011).
- <sup>20</sup>J. Safioui, F. Devaux, and M. Chauvet, *Opt. Express* **17**, 22209 (2009).
- <sup>21</sup>M. Segev, G. C. Valley, B. Crosignani, P. Di Porto, and A. Yariv, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3211–3214 (1994).
- <sup>22</sup>E. Fazio, F. Renzi, R. Rinaldi, M. Bertolotti, M. Chauvet, W. Ramadan, A. Petris, and V. I. Vlad, *Appl. Phys. Lett.* **85**(12), 2193–2195 (2004).
- <sup>23</sup>E. Fazio, W. Ramadan, A. Petris, M. Chauvet, A. Bosco, V. I. Vlad, and M. Bertolotti, *Appl. Surf. Sci.* **248**(1), 97–102 (2005).
- <sup>24</sup>J. Safioui, E. Fazio, F. Devaux, and M. Chauvet, *Opt. Lett.* **35**(8), 1254–1256 (2010).
- <sup>25</sup>W. Yuan, G. E. Town, and O. Bang, *IEEE Sens. J.* **10**(7), 1192–1199 (2010).
- <sup>26</sup>T. Mappes, J. Mohr, K. Mandisloh, M. Schelb, and B. Ross, *Proc. SPIE* **6992**, 69920L (2008).
- <sup>27</sup>U. Schlarb and K. Betzler, *Phys. Rev.* **48**, 15613 (1993).
- <sup>28</sup>P. D. Bear, *Appl. Opt.* **19**, 2906–2909 (1980).

## Self-trapped beams crossing tilted channels to induce guided polarization separators

Luai Al Fares, Fabrice Devaux, Blandine Guichardaz, and Mathieu Chauvet

Citation: *Appl. Phys. Lett.* **103**, 041111 (2013); doi: 10.1063/1.4816436

View online: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4816436>

View Table of Contents: <http://apl.aip.org/resource/1/APPLAB/v103/i4>

Published by the AIP Publishing LLC.

---

### Additional information on *Appl. Phys. Lett.*

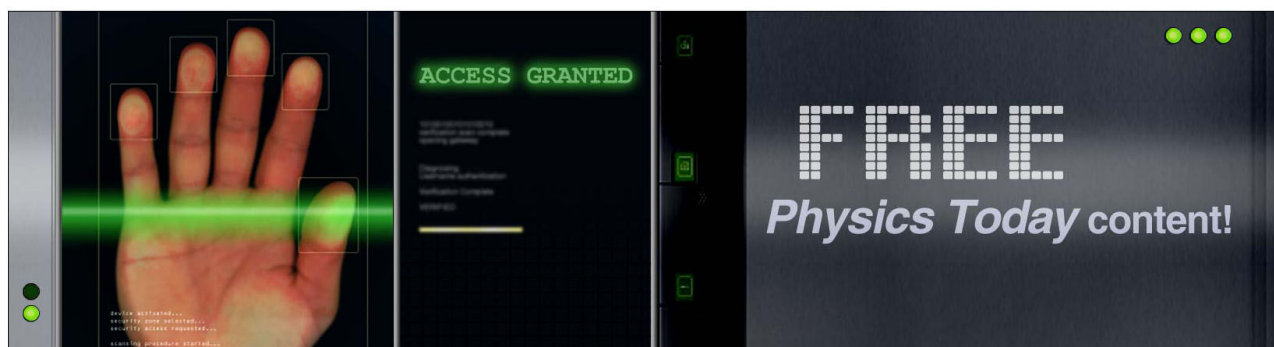
Journal Homepage: <http://apl.aip.org/>

Journal Information: [http://apl.aip.org/about/about\\_the\\_journal](http://apl.aip.org/about/about_the_journal)

Top downloads: [http://apl.aip.org/features/most\\_downloaded](http://apl.aip.org/features/most_downloaded)

Information for Authors: <http://apl.aip.org/authors>

## ADVERTISEMENT





# Self-trapped beams crossing tilted channels to induce guided polarization separators

Luai Al Fares, Fabrice Devaux, Blandine Guichardaz, and Mathieu Chauvet

FEMTO-ST Institute, UMR CNRS 6174, University of Franche-Comté, 16 Route de Gray, 25000 Besançon, France

(Received 7 June 2013; accepted 3 July 2013; published online 24 July 2013)

Self-trapped beams ability to cross narrow tilted channels is studied. The experiments are performed in photorefractive lithium niobate chips structured with  $200\text{ }\mu\text{m}$  wide channels. It reveals that efficient beam self-confinement controlled by the pyroelectric effect can be obtained even when the beam is crossing a channel at large angle of incidence approaching the critical angle. Once formed, self-trapped beams leave place to two perfectly adapted and aligned waveguides on both sides of the channel. This technique with unique self-alignment ability is exploited to demonstrate the fabrication of a guided-wave polarization separator component. © 2013 AIP Publishing LLC. [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4816436>]

While self-trapped optical beams are at the center of numerous studies only few publications deal with their behavior when reaching interfaces. Few theoretical investigations describe Kerr or quadratic spatial solitons interacting with the boundary between two media.<sup>1–3</sup> Experiments notably report on the reflection of spatial solitons at the interface between a quadratic medium and a linear medium.<sup>4</sup> The ease of use of the saturable photorefractive nonlinearity has also allowed the experimental study of the reflection of 2D bright soliton-like beams.<sup>5,6</sup> Such developments are motivated not only by fundamental aspects but also by the potential of spatial solitons to realize unique devices composed of waveguides inscribed in the bulk. For instance, totally reflected self-trapped beams have the ability to form one of a kind low loss long-lived single-mode waveguides with abrupt turns inside LiNbO<sub>3</sub> crystals.<sup>6</sup> Transmission of self-trapped beams across interfaces or channels also deserves a particular attention since it is suitable to the development of original sensors. Indeed, it allows strong interactions between the confined self-trapped beam or the guided mode propagating in a solitons-induced waveguide and any substance present in the channel. A glimpse of the significance of such a configuration was recently revealed with the realization of a sensor composed of a microfluidic channel crossed by an optical waveguide induced by a self-trapped beam.<sup>7</sup> Above the fact that this device can assess the refractive index of a liquid flowing in the channel, it primarily exposed that self-trapped beams can recover their shape when intersecting at normal incidence step-index interfaces or channels.

The aim of the present study is to analyze experimentally the behavior of self-trapped beams crossing interfaces at oblique incidence. It notably exposes interesting phenomena occurring at large angle of incidence near the Brewster angle or the critical angle. Moreover, the waveguides inscribe along the self-trapped beam trajectory, which are automatically adapted to the encountered configuration, forms original guided components. As an illustration, a polarization splitter is realized straightforwardly by a one-step inscription process which is in contrast with the high cost and cumbersome equipment associated with standard

fabrication techniques. The demonstrations are performed in LiNbO<sub>3</sub> chips. So far, integrated optical devices performing polarization splitting involve complex photolithographic processes. They are fabricated on different substrates such as silica, III-V semiconductors, polymer materials, or LiNbO<sub>3</sub>.<sup>8–11</sup> Directional couplers, asymmetrical Y-junction structures, or multimode interference couplers are among the diverse architectures at the heart of these polarization splitter components. Separation of orthogonally polarized components is based on different principle such as stress-induced birefringence, selective attenuation of orthogonal polarization, grating coupler, or material birefringence. The polarization divider demonstrated in the present study exploits the double Fresnel refraction in a birefringent crystal. More precisely, the inexpensive and original fabrication method relies on the self-induced waveguides architecture induced by a self-trapped beam travelling in a LiNbO<sub>3</sub> sample engraved with a narrow air gap realized by a precision saw. The self-induced device is constituted of a single input waveguide that separates into two output parallel waveguides upon crossing the air gap. Inherently to the writing technique, each of the two orthogonal polarization components present in the incoming beam is collected in a different output waveguide.

Experiments are performed in LiNbO<sub>3</sub> chips cut from photonic grade z-oriented undoped congruent LiNbO<sub>3</sub> wafers. Chips are diced with a precision saw equipped with a polishing blade<sup>12</sup> to give rectangular sample with typical size  $8 \times 15 \times 0.5\text{ mm}^3$  along x, y, and z (c) crystallographic axis, respectively. Subsequently, a channel with a  $200\text{ }\mu\text{m}$  square section and smooth walls is carved using the same saw.

To induce the waveguide, a visible light beam coming from a CW laser at 532 nm is injected at the input face of the chip and cross the channel at an incident angle  $\theta$ . The beam self-trapping is achieved by the photorefractive effect which is controlled by the pyroelectric effect as described in Ref. 13. The formation of the waveguide is thus controlled with a homogeneous temperature raise of the chip. For this purpose, the sample is placed on a metallic plate heated with a Peltier element.

The first objective of this study is to analyze the behavior of the self-trapped beams for large angle of incidence. When the presence of the tilted air gap in the beam path does not preclude the beam self-trapping effect, the self-trapped beam in the second part of the sample is shifted to a distance  $d$  relative to the beam present in the first part. This shift is due to the refraction through the interfaces between LiNbO<sub>3</sub> and air.  $d$  is expressed as a function of the incident angle  $\theta$  and the channel width  $L$  through

$$d = L \tan(\arcsin(n_{LN} \sin \theta)), \quad (1)$$

where  $n_{LN}$  is either the ordinary or the extraordinary refractive index of LiNbO<sub>3</sub>.

If light crossing the channel is perfectly collected, thanks to the self-trapping effect, we can assume that transmission losses are mainly due to the Fresnel reflections at the interfaces. The reflection coefficients at a LiNbO<sub>3</sub>/air interface in intensity  $R$  for TM or TE polarizations (i.e., ordinary and extraordinary polarized light, respectively) are given by Fresnel coefficients

$$\begin{cases} R_{TM} = \frac{\left| \cos \theta - \sqrt{n_o^2 - (\sin \theta)^2} \right|^2}{\left| \cos \theta + \sqrt{n_o^2 - (\sin \theta)^2} \right|^2} \\ R_{TE} = \frac{\left| n_e \cos \theta - \sqrt{1 - (n_e \sin \theta)^2} \right|^2}{\left| n_e \cos \theta + \sqrt{1 - (n_e \sin \theta)^2} \right|^2}, \end{cases} \quad (2)$$

where  $n_o$ ,  $n_e$  are the ordinary and extraordinary refractive indices of LiNbO<sub>3</sub> given by the Sellmeier equations.<sup>14</sup> If we consider the global transmission coefficient of the device that take into account reflections near normal incidence at the input and the output faces together with reflections while crossing the tilted channel, the total transmission coefficients of our device for the TE or TM modes is given by

$$T_{TE,TM}^g(\theta) = (1 - R_{TE,TM})_{\theta=0}^2 \times (1 - R_{TE,TM})_{\theta}^2. \quad (3)$$

First demonstration of a self-trapped beam crossing a channel was performed in Ref. 7, but the study was limited to normal incidence. The aim of the present work is to analyze the behaviour at the limits, notably, at large incident angles. Large shift  $d$  is expected as incident angle approach the critical angle in accordance with Eq. (1). More importantly, self-trapped beam formation should depend on light polarisation not only because of transmission (Fig. 1) but also because of LiNbO<sub>3</sub> birefringence. To perform relevant experimental analysis the channel has been cut at an angle of about 24° relative to the input face. This orientation allows the analysis of beam self-trapping near the Brewster angle  $\theta_B$  up to the critical angle by slightly varying the incident angle of the launched beam.

The input and the output faces of the crystal are monitored on a CCD camera via an imaging system. The experiment consists in focusing a beam at the entrance face of the LiNbO<sub>3</sub> chip. Under appropriate conditions the beam can form its own waveguide and propagates with an invariant transverse profile. A spatial soliton is thus produced. The nonlinear optical effect responsible for the refractive index change is due to the photorefractive effect. More specifically, a photorefractive spatial soliton can form when electrical charges, generated by light, screen an initial homogeneous electric field present in the electro-optic material. This homogeneous field can be present in the crystal due to an applied voltage<sup>15–17</sup> or, as recently discovered, created by a temperature change by pyroelectric effect.<sup>13</sup> This latter solution used in the present study greatly simplifies the soliton formation since no electrode is necessary and cautions associated with application of a high voltage are useless.

The experimental work is first devoted to the analysis of the beam self-trapping dynamics at various incident angles close to Brewster angle. Light coming from a 532 nm CW laser is focused to a 12  $\mu$ m FWHM spot (Fig. 2(a)) at the entrance of a sample. The beam is launched 150  $\mu$ m below the sample surface so that it crosses the carved channel and propagates over 15 mm along the y-axis direction. Typical experimental observations for incidence beam close to

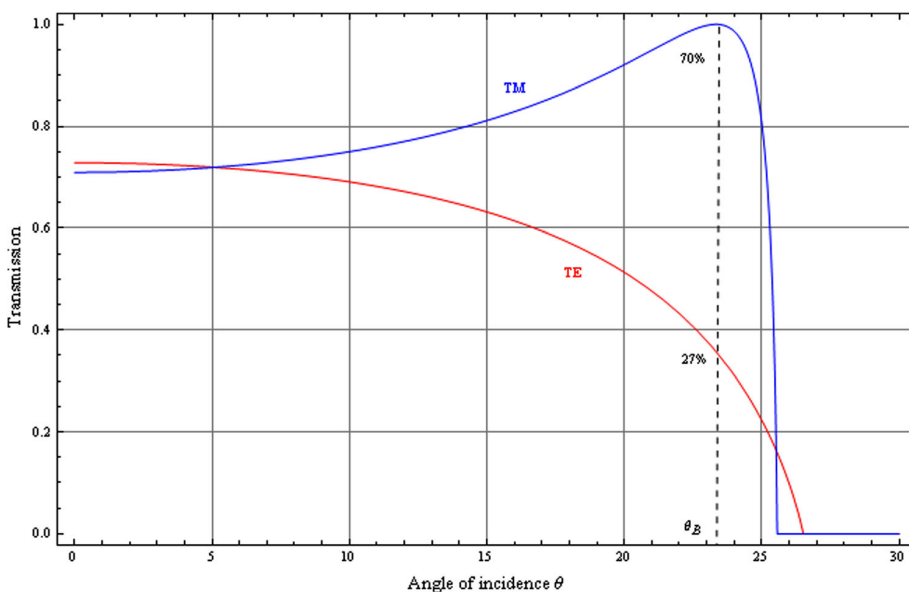


FIG. 1. Global transmission coefficient at 532 nm of our device for TM or TE polarized beams versus incidence angle  $\theta$ . Brewster angle  $\theta_B = 23.63^\circ$ , critical angles  $\theta_{TM} = 25.56^\circ$ ,  $\theta_{TE} = 26.51^\circ$ .

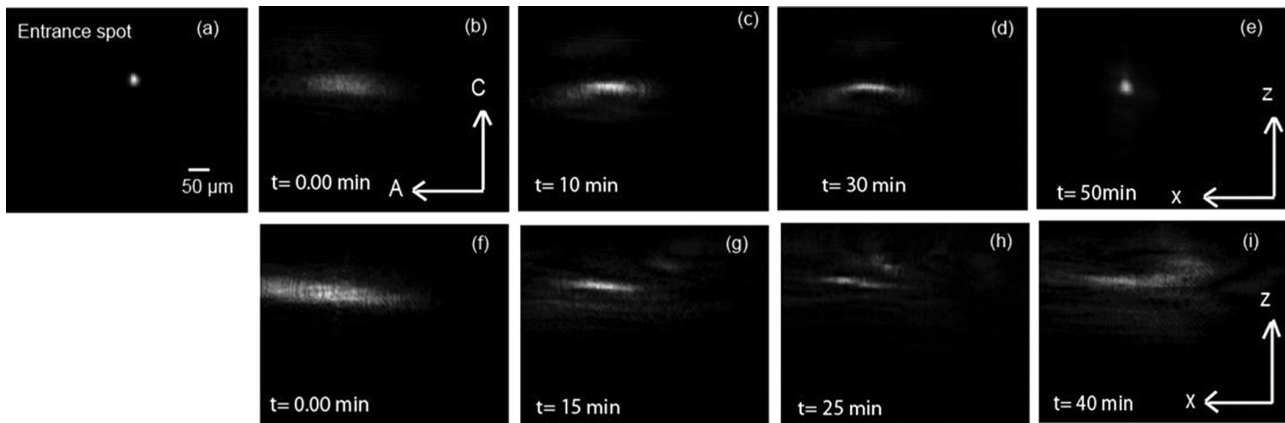


FIG. 2. Beam self-focusing dynamics observed at the exit face of a 15 mm long LiNbO<sub>3</sub> sample when a 12  $\mu\text{m}$  FWHM beam is launched in the crystal (a) for an incidence angle of  $24.62^\circ$  (b)–(e) and for an incidence angle a  $24.95^\circ$  (f)–(i). Beam is ordinary polarized.

critical angle are presented in Figure 2 for a light beam ordinary polarized. In linear propagation regime, when the crystal is at room temperature ( $20^\circ\text{C}$ ), the output beam exhibits a characteristic elliptical shape due to refraction through the tilted air gap. Figure 2(b) presents such a typical output beam distribution. For incident angles up to about  $24.75^\circ$  self-focusing progressively takes place when crystal temperature is set to  $45^\circ\text{C}$  ( $t=0$ ). An observation is depicted in Figs. 2(b)–2(e) for a beam of  $20\ \mu\text{W}$  launched at an incidence angle of  $24.62^\circ$ . Beam confinement and clean-up is obvious after 10 min (Fig. 2(c)) and when maximum confinement is reached, a smooth and efficiently focused spot of  $13\ \mu\text{m}$  FWHM along  $z$ -axis and a  $14\ \mu\text{m}$  FWHM along  $x$ -axis is obtained. For this incidence angle of  $24.62^\circ$ , the confined output beam is shifted by a distance  $d=586\ \mu\text{m}$  compare to a self-trapped beam formed without air gap. This measurement is in good agreement with Eq. (1). We also observed that for a given beam power, the formation time is longer in the absence of channel. This slower response time is consistent with the lower transmitted beam power due to Fresnel reflections on the interfaces, since the photorefractive response time is inversely proportional to the light intensity. When the angle of incidence is smaller than  $24.75^\circ$  a similar self-confinement dynamics is observed. To the contrary, for larger incident angles the non-linear process does

not lead anymore to a confined beam. Figs. 2(f)–2(i) show the observed dynamics at an angle of  $24.95^\circ$ . In linear regime (Fig. 2(f)), the transmitted light decreases (Fig. 3) while the ellipticity of the diffracted beam dramatically increases as we approach the critical angle  $\theta_{\text{cTM}}=25.56^\circ$ . Trapping is obtained along one-dimension, but along the other transverse direction the strong dispersion suffered by the beam at interfaces and inside the channel cannot be compensated by the nonlinear focusing effect. Consequently, modulation instabilities occur, and the beam breaks into multiple spots (Figs. 2(h) and 2(i)). One major limiting factor that prevents self-trapping is light diffraction in the air gap. We can deduce from the limit experimental incident angle that the propagation length in the gap should not exceed  $800\ \mu\text{m}$ . Experiments made with an extraordinary polarized beam (TE) reveal a similar behavior than for TM. Because of LiNbO<sub>3</sub> birefringence the critical angle is slightly larger for TE polarized beam ( $\theta_{\text{cTE}}=26.51^\circ$ ) which should allow self-trapping for incident angle up to  $25.7^\circ$ . However, TE beams are subject to a rapid drop in transmission (Fig. 1). Besides the material birefringence, the beam shift  $d$  is very dependent on polarization. In addition, for large incidence angles,  $d$  is highly dependent on incidence angles as shown in Figure 4. In order to precisely determine experimentally the beam shift  $d$  as a function of  $\theta$  for both polarizations, we compared the location of the output confined spot for a trapped beam that cross the air channel and a trapped beam travelling under the channel in the same chip. Experimental results are presented in Figure 4. Measurements of the beam displacements with respect to the incidence angle are in good agreement with the theoretical curves calculated with Eq. (1). It reveals that the self-trapped beam does not suffer noticeable deviation along  $x$ -axis. A symmetric self-focusing effect thus takes place along  $x$ -axis which is not always the case along  $z$ -axis as shown in Ref. 18.

Once the self-trapped beam is formed it leaves place to a memorized waveguide that is perfectly adapted to guide light across the chip. In the last part of this work, we take advantage of this writing technique to automatically induce a guided polarization separator.

The self-trapped beams is now considered as a fabrication technique in order to induce in a one-step process a

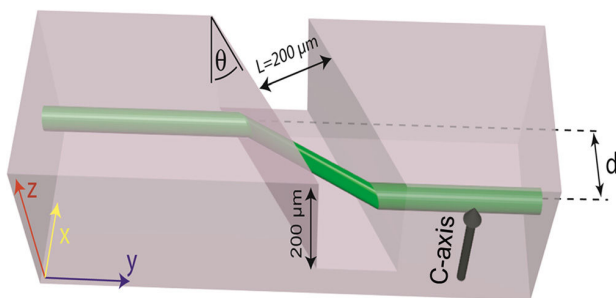


FIG. 3. Schematic representation of a self-trapped beam crossing design of the lithium niobate chips. A waveguide is induced through a groove cuts with an angle  $\theta$  with respect to the propagation direction of light. In the second part of the chip the waveguide is shifted because of the refraction through the air gap.

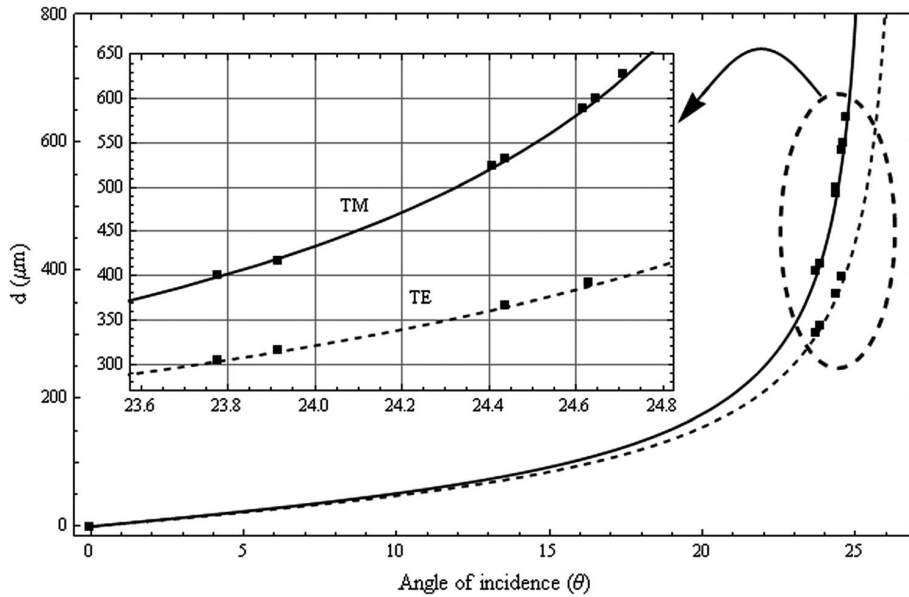


FIG. 4. Global shift  $d$  of the self-trapped beam in TM (solid line) and TE (dashed line) polarization modes with respect to the incidence angle of light. Points correspond to experimental results, and curves are calculated with Eq. (1).

guided polarization separator as described in Figure 5. Based on the self-trapped beam shift difference between TE and TM polarizations observed previously, the input waveguide separates into two output parallel waveguides. For its fabrication, an input beam containing both components of polarization is injected in the  $\text{LiNbO}_3$  sample. As a consequence, a single waveguide is formed before the gap but the polarization components separates after crossing the first interface and should induce two distinct waveguides after the gap.

To fabricate the device, a  $20\ \mu\text{W}$  light from a 532 nm CW laser is focused to a  $12\ \mu\text{m}$  FWHM spot (Fig. 1(a)) at the entrance of a chip. The beam propagation direction is near the Brewster angle and its polarization is controlled by a half-wave plate. In linear propagation regime, we first observed the output beam either for an ordinary or an extraordinary polarization direction (Figs. 6(b) and 6(c), respectively). It clearly comes into sight that the transmission with a TM polarization is stronger than for a TE polarization. Moreover, a strong overlap exists between the two output diffracted spots in diffraction regime. The beam polarization is then set at  $45^\circ$  with respect to the  $c$ -axis of the  $\text{LiNbO}_3$  crystal, and the temperature of the crystal is raised to  $45^\circ\text{C}$ . Self-focusing appears gradually for the two components of polarization (Figs. 6(d) and 6(e)). However, since the transmitted intensity is stronger for TM polarization, its formation time is faster. To obtain a simultaneous self-focusing of the two components we adjusted the incoming polarization during the formation process (Figs. 6(e) and 6(f)). The beams finally focus in two separate confined spots after about

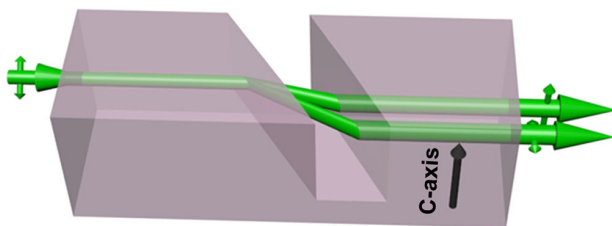


FIG. 5. Schematic representation of the guided polarization separator.

36 min as shown in Fig. 6(h). The sizes of the output beams are, respectively,  $14\ \mu\text{m} \times 13.5\ \mu\text{m}$  for the ordinary polarized mode and  $10.1\ \mu\text{m} \times 9.4\ \mu\text{m}$  for the extraordinary mode.

It is important to mention that sequential writing, i.e., inducing one waveguide before the other one, does not lead to a proper result. Indeed, the first waveguide tends to be erased while writing the second one.

In the experiment from Figure 6, the angle of incidence is  $\theta = 23.92^\circ$  which gives a measured shift of  $105\ \mu\text{m}$  between the two output beams. Two other experiments realized with the same method have been realized with incident angles of  $23.78^\circ$  and  $24.44^\circ$ . Respectively, distances between output beams of  $95\ \mu\text{m}$  and  $165\ \mu\text{m}$  are measured. These measurements plotted in Fig. 4 are in good accordance with the calculated position.

Once best confinements for both waveguides are obtained, heating is turned off. The input beam power is decreased in order to avoid erasure of the waveguides, and it is used as a probe beam. Fig. 7(c) corresponds to the image observed at the output face of the chip. The polarization state of the output beams are then analyzed with a polarizer positioned after the device. Figures 7(a) and 7(b) show the transmitted light when the axis of the analyzer is perpendicular or parallel to the  $c$  axis of the  $\text{LiNbO}_3$  crystal, respectively. Extinction of the TM and TE modes are clearly observed, and no residual crossed component of polarization can be detected with the camera which implies that the extinction ratio of the realized guided polarization separator is higher than 20 dB.

Finally, total transmission coefficients of 68% for ordinary polarized mode and 25% for the extraordinary polarized mode have been measured in good agreement with values predicted in Figure 3. TE/TM transmission ratio closer to unity can be obtained by choosing smaller incident angle  $\theta$ . Since spatial separation of the two outputs diminishes with incident angle (Fig. 4) a larger air gap can be used to compensate. At best, a polarization separator with a TE/TM ratio of about 0.8 could be fabricated with a  $500\ \mu\text{m}$  wide air gap tilted at an angle of about  $15^\circ$ . Transmission loss of such a device could approach 1 dB with antireflection coatings on



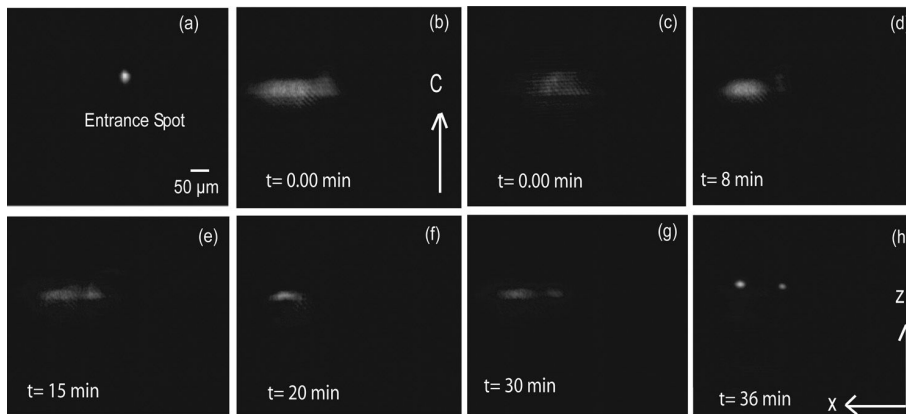


FIG. 6. Dynamics of beam self-focusing observed at the exit face of LiNbO<sub>3</sub> sample when the input beam is polarized at 45° of the neutral axes of the crystal, angle of incidence  $\theta = 23.92^\circ$ .

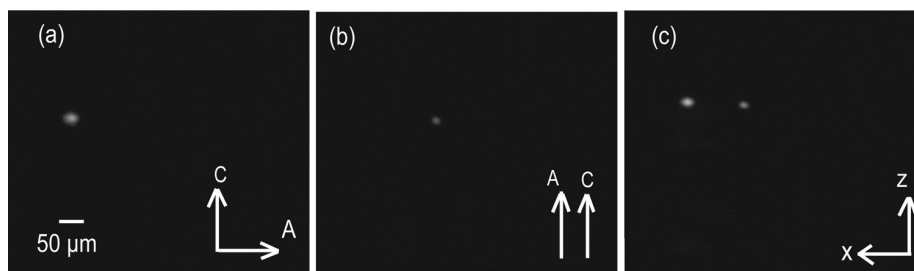


FIG. 7. Detected intensity distribution at the output of the polarization separator in the absence of polarizer in front of the camera (c), when the polarizer axis (a) is perpendicular (a) or parallel (b) to the c axis.

input and output faces. These characteristics are competitive with existing guided polarization splitters.

To conclude, we have shown that self-trapped beams represent a straightforward technique to automatically induce adapted waveguides crossing a tilted gap. The experimental demonstration has been performed in LiNbO<sub>3</sub> chips. Self-trapped beams obtained by photorefractive effect assisted by the pyroelectric effect leaves place to low loss waveguides that can cross narrow channels at angle of incidence up to the critical angle. This arrangement is combined with the birefringence of LiNbO<sub>3</sub> to fabricate in a one step induction process a guided polarization separator.

Above all, this work demonstrates the potential of beam self-trapping to fabricate devices that are not at reach with standard fabrication techniques and without need of expensive equipments.

Financial support by Agence National de la Recherche for project CHARADES (ANR MatePro 2012) is gratefully acknowledged. This work was realized in the framework of the French Labex “Action” and was partly supported by the RENATECH network and its FEMTO-ST technological facility.

<sup>1</sup>J. Scheuer and M. Orenstein, *Opt. Lett.* **24**, 1735–1737 (1999).

<sup>2</sup>J. Sánchez-Curto, P. Chamorro-Posada, and G. S. Mc Donald, *Opt. Lett.* **32**, 1126–1128 (2007).

<sup>3</sup>I. Shadrivov and A. Zharov, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 596 (2002).

<sup>4</sup>F. Baronio, C. De Angelis, P. H. Pioger, V. Couderc, and A. Barthélémy, *Opt. Lett.* **29**, 986–988 (2004).

<sup>5</sup>E. Alvarado-Méndez, R. Rojas-Laguna, J. G. Avina-Cervantes, M. Torres-Cisneros, J. A. Andrade-Lucio, J. C. Pedraza-Ortega, E. A. Kuzin, J. J. Sánchez-Mondragón, and V. Vysloukh, *Opt. Commun.* **193**, 267 (2001).

<sup>6</sup>R. Jäger, S. P. Gorza, C. Cambournac, M. Haelterman, and M. Chauvet, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 061117 (2006).

<sup>7</sup>M. Chauvet, L. Al Fares, B. Guichardaz, F. Devaux, and S. Ballandras, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 181104 (2012).

<sup>8</sup>M. C. Oh, W.-Y. Hwang, and J.-J. Kim, *ETRI J.* **18**(4), 287–299 (1997).

<sup>9</sup>P. K. Wei and W. S. Wang, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**, 245–248 (1994).

<sup>10</sup>J. J. G. M. van der Tol, J. W. Pedersen, E. G. Metaal, Y. S. Oei, H. van Brug, and I. Moerman, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 1412–1414 (1993).

<sup>11</sup>R. M. de Ridder, A. F. M. Sander, A. Driessen, and J. H. J. Fluitman, *IEEE J. Lightwave Technol.* **11**, 1806–1811 (1993).

<sup>12</sup>N. Courjal, B. Guichardaz, G. Ulliac, J. Y. Rauch, B. Sadani, H. H. Lu, and M. P. Bernal, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 305101 (2011).

<sup>13</sup>J. Safioui, F. Devaux, and M. Chauvet, *Opt. Express* **17**, 22209 (2009).

<sup>14</sup>U. Schlögl and K. Betzler, *Phys. Rev. B* **48**, 15613 (1993).

<sup>15</sup>M. Segev, G. C. Valley, B. Crosignani, P. D. Porto, and A. Yariv, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3211–3214 (1994).

<sup>16</sup>E. Fazio, F. Renzi, R. Rinaldi, M. Bertolotti, M. Chauvet, W. Ramadan, A. Petris, and V. I. Vlad, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2193–2195 (2004).

<sup>17</sup>J. Safioui, M. Chauvet, F. Devaux, V. Coda, F. Pettazzi, M. Alonzo, and E. Fazio, *J. Opt. Soc. Am. B* **26**, 487–492 (2009).

<sup>18</sup>M. Chauvet, V. Coda, H. Maillotte, E. Fazio, and G. Salamo, *Opt. Lett.* **30**, 1977–1979 (2005).



# Résumé

Dans ce travail, nous présentons la réalisation de composants originaux d'optique guidée utilisant une technique de fabrication basée sur l'autofocalisation d'un faisceau lumineux. Cette technique permet la photo-induction de guides d'onde optiques au cœur de cristaux de  $\text{LiNbO}_3$  par effet photoréfractif.

En premier lieu, des guides adiabatiques ont été générés dans des cristaux de  $\text{LiNbO}_3$  en appliquant un gradient de température selon l'axe de propagation lors de l'étape d'induction. Ces résultats expérimentaux ont été appuyés par un modèle numérique 3-D prenant en compte la dynamique de l'effet photoréfractif.

Dans un deuxième temps, nous avons démontré que la présence d'un micro-canal présent sur le trajet d'un faisceau ne perturbe pas son autofocalisation. Cette configuration a permis de fabriquer un capteur optofluidique qui permet de mesurer l'indice de réfraction d'un liquide présent dans le canal sur une plage de mesure de 1.2 à 1.8 avec une précision de  $4 \times 10^{-3}$ . Enfin, cette étude a été étendue à des faisceaux sous forts angles d'incidence avec le canal ce qui a été exploité pour induire un séparateur de polarisation en optique guidée. Ce séparateur, fabriqué en une seule étape d'induction, est constitué d'un guide d'entrée se séparant en deux guides de sortie supportant des composantes croisées de polarisation.

**Mots - clés :** Soliton spatiaux – effet photoréfractif – effet pyroélectrique – niobate de lithium – guides photo-induits – optique intégrée.

# Abstract

In this work, we present the fabrication of innovative guided optics components using a simple and efficient method based on self-trapping of light beams. This technique leads to the formation of optical waveguides inside  $\text{LiNbO}_3$  crystals by photorefractive effect.

The generation of adiabatic waveguides is first achieved by applying a temperature gradient along the propagation axis. These experimental results have been confirmed by a 3-D numerical model taking into account the photorefractive dynamic.

Subsequently, we have shown that the presence of a micro-channel forming a gap on the beam trajectory does not affect the self-trapping effect. This configuration has been used to fabricate an optofluidic sensor able to measure the refractive index of liquids present in the channel with a measuring range between 1.2 and 1.8 and a resolution of  $4 \times 10^{-3}$ . Finally, this study has been extended to self-trapped beams at large angle of incidence with the channel which has been exploited to fabricate a guided polarization separator. This polarization separator is formed of one input waveguide that separates into two output waveguides supporting crossed polarizations components.

**Keywords :** Spatial solitons - photorefractive effect - pyroelectric effect - lithium niobate - photo-induced waveguides - integrated optics.



# Résumé

Dans ce travail, nous présentons la réalisation de composants originaux d'optique guidée utilisant une technique de fabrication basée sur l'autofocalisation d'un faisceau lumineux. Cette technique permet la photo-induction de guides d'onde optiques au cœur de cristaux de  $\text{LiNbO}_3$  par effet photoréfractif.

En premier lieu, des guides adiabatiques ont été générés dans des cristaux de  $\text{LiNbO}_3$  en appliquant un gradient de température selon l'axe de propagation lors de l'étape d'induction. Ces résultats expérimentaux ont été appuyés par un modèle numérique 3-D prenant en compte la dynamique de l'effet photoréfractif.

Dans un deuxième temps, nous avons démontré que la présence d'un micro-canal présent sur le trajet d'un faisceau ne perturbe pas son autofocalisation. Cette configuration a permis de fabriquer un capteur optofluidique qui permet de mesurer l'indice de réfraction d'un liquide présent dans le canal sur une plage de mesure de 1.2 à 1.8 avec une précision de  $4 \times 10^{-3}$ . Enfin, cette étude a été étendue à des faisceaux sous forts angles d'incidence avec le canal ce qui a été exploité pour induire un séparateur de polarisation en optique guidée. Ce séparateur, fabriqué en une seule étape d'induction, est constitué d'un guide d'entrée se séparant en deux guides de sortie supportant des composantes croisées de polarisation.

**Mots - clés :** Soliton spatiaux – effet photoréfractif – effet pyroélectrique – niobate de lithium – guides photo-induits – optique intégrée.

# Abstract

In this work, we present the fabrication of innovative guided optics components using a simple and efficient method based on self-trapping of light beams. This technique leads to the formation of optical waveguides inside  $\text{LiNbO}_3$  crystals by photorefractive effect.

The generation of adiabatic waveguides is first achieved by applying a temperature gradient along the propagation axis. These experimental results have been confirmed by a 3-D numerical model taking into account the photorefractive dynamic.

Subsequently, we have shown that the presence of a micro-channel forming a gap on the beam trajectory does not affect the self-trapping effect. This configuration has been used to fabricate an optofluidic sensor able to measure the refractive index of liquids present in the channel with a measuring range between 1.2 and 1.8 and a resolution of  $4 \times 10^{-3}$ . Finally, this study has been extended to self-trapped beams at large angle of incidence with the channel which has been exploited to fabricate a guided polarization separator. This polarization separator is formed of one input waveguide that separates into two output waveguides supporting crossed polarizations components.

**Keywords :** Spatial solitons - photorefractive effect - pyroelectric effect - lithium niobate - photo-induced waveguides - integrated optics.

